www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

18e JAARGANG No. 11, blz. 321-356 NOVEMBER 1956

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE EC 57, EEN SCHIJFTRIODE VOOR MICROGOLVEN MET L-KATODE

door G. DIEMER, K. RODENHUIS en J. G. van WIJNGAARDEN.

621.385.3.029.6:621.3.032.213.2

De triode is het fundament van het nog snel groeiende gebouw der radiotechniek. Vele buizen zijn hieruit afgeleid, en ook de triode als zodanig speelt nog steeds een belangrijke rol. Opmerkelijk is het feit dat ook in de nieuw geëxploreerde gebieden van de radiotechniek de triode zich een plaats heeft weten te veroveren. Met name is dit het geval in het gebied van de hoge frequenties, waarvan men wel eens gedacht heeft dat het uitsluitend aan de zg. looptijdbuizen zou behoren. De ontwerpers van microgolftriodes hebben uiteraard van de nieuwste vindingen een dankbaar gebruik gemaakt. In dit artikel zal o.a. worden beschreven van hoe groot belang in dit verband de uitvinding van de L-katode geweest is.

Inleiding

Men heeft wel eens gedacht dat de triode door de looptijdeffecten en de lage impedanties der capaciteiten tussen de elektrodes het bij microgolven ten enenmale zou moeten afleggen tegen buistypen zoals magnetrons en klystrons (inhaalbuizen), waarin van looptijdeffecten een nuttig gebruik wordt gemaakt, en lopende-golfbuizen, waarbij bovendien de geconcentreerde capaciteiten vermeden zijn. Vele buizenontwerpers hebben echter getracht de beperkingen van de triode te overwinnen door een steeds verder verkleinen van de afmetingen. Door hun gezamenlijke inspanning op diverse gebieden (het vervaardigen van uiterst dun draad voor de roosters, betere katodes en metaal-glasverbindingen, en het verfijnen van de montage) is dit inderdaad in hoge mate gelukt. De triodes kunnen nu tot in het cm-golfgebied voor vele toepassingen zeer goed met de andere buizen concurreren, b.v. als oscillator voor gering vermogen (enkele mW), als ruisarme bredebandversterker en als oscillator en versterker voor matige vermogens (enkele W). Zoals hieronder zal blijken, zijn door de toepassing van de L-katode ook nieuwe perspectieven voor triodes van groot vermogen (20 W of meer) geopend, waarvan de ontwikkeling thans nog niet is afgesloten.

Voor bepaalde toepassingen biedt de triode belangrijke voordelen boven buizen als klystrons en lopende-golfbuizen door de lage voedingsspanningen en de afwezigheid van focusseringsmiddelen. Hierdoor wordt de apparatuur eenvoudiger, lichter en in vele gevallen goedkoper. Bovendien hebben triodes, in tegenstelling met de meeste klystrons, een grote bandbreedte.

Als voorbeeld van een microgolftriode zullen wij in dit artikel de EC 57 bespreken, die in *fig. 1* is afgebeeld. Deze buis is in hoofdzaak ontwikkeld voor toepassing in straalzenderverbindingen; een verdere toepassingsmogelijkheid ligt bij kleine, mobiele radarinstallaties. De buis levert tot 4000 MHz een vermogen van ten minste 1,8 W als versterker en 3 W als oscillator. Bij het ontwerp van de EC 57 hebben wij gebruik gemaakt van de in de laatste jaren verkregen inzichten in de werking van microgolftriodes. Daarnaast heeft de toepassing van de L-katode hierbij een belangrijke rol gespeeld.

Nieuwe inzichten in de werking van microgolftriodes

In de laatste jaren is het inzicht in de werking van triodes bij zeer hoge frequenties belangrijk verbeterd. Het was al vóór 1940 bekend, dat men, om

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

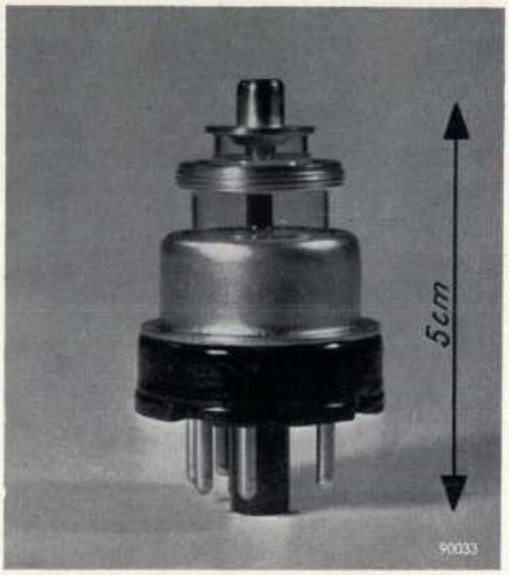


Fig. 1. De microgolftriode EC 57.

looptijdeffecten te bestrijden, niet alleen met zeer kleine elektrodenafstanden maar ook met zo groot mogelijke stroomdichtheden moet werken. Men kan afleiden dat de looptijd τ van de elektronen van katode tot rooster bij benadering gegeven wordt door

$$\tau = 6{,}7 \times 10^{-10} \left(\frac{d}{j}\right)^{\frac{1}{2}} \text{sec}. \quad . \; . \; . \quad (1)$$

Hierin is d de afstand in cm van katode tot rooster en j de stroomdichtheid in A/cm². Globaal is de gunstige invloed van een grote stroomdichtheid te begrijpen door het feit dat men voor het verkrijgen van een grotere stroomdichtheid een hogere potentiaal in het roostervlak moet gebruiken. Voor een nadere afleiding van (1) moet men de potentiaalverdeling en de elektronenbeweging in het gebied tussen katode en rooster van een vlakke triode beschouwen [1]). De triode werkt in ruimtelading, hetgeen wil zeggen dat slechts een gedeelte van de door de katode geëmitteerde elektronen het vlak van het rooster bereiken. De potentiaalverdeling tussen katode en rooster wordt in dit geval door *fig. 2* weergegeven (het rooster is hier als de anode van een diode voorgesteld). Dicht voor de katode ontstaat een potentiaalminimum. Voor de afleiding van (1) is ondersteld dat de elektronen in dit potentiaalminimum starten (met overeenkomstige definitie van d en j). In werkelijkheid heeft een potentiaalverdeling als in fig. 2 tot gevolg dat alleen elektronen die de katode met een voldoend grote beginsnelheid verlaten, het potentiaalminimum kunnen overschrijden en zich naar het rooster bewegen; de andere elektronen keren vóór het minimum om en gaan naar de katode terug — een omstandigheid waarop we hieronder nog terugkomen.

Voor de werking van een microgolftriode is het verder van belang, zoals straks nader zal blijken, de weerstand en de zelfinductie van de toevoerleidingen zo klein mogelijk te houden [2]). Met name moet de zelfinductie van de roostertoevoerleiding klein zijn om ongewenste terugkoppeling te vermijden. Deze principes zijn verwezenlijkt in de schijftriodes („disc-seal" triodes) met zeer kleine elektrodenafstanden [3]), waarvan de constructie in

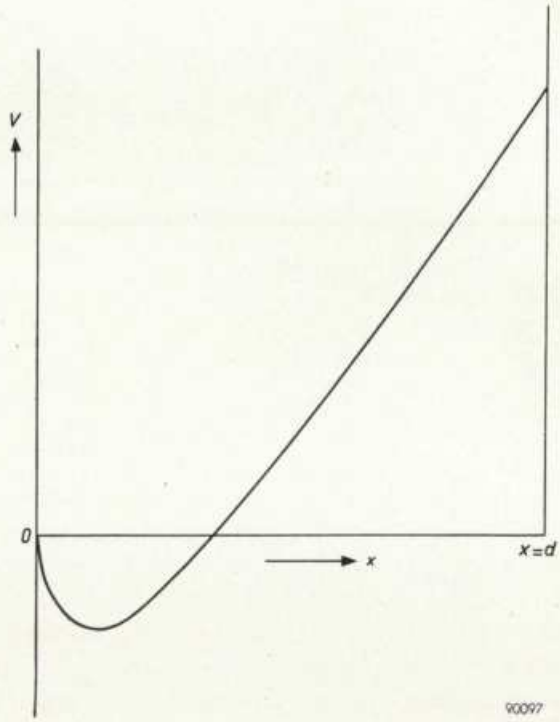


Fig. 2. De potentiaal V als functie van de afstand x tussen de katode ($x = 0$) en de anode ($x = d$) van een diode in ruimtelading.

fig. 3 is geschetst. De schijfdoorvoeringen zijn ook daarom gunstig omdat ze een goede afscherming tussen de ingangs- en de uitgangskring vormen en omdat ze gemakkelijk als een gedeelte van de wand van een trilholte kunnen fungeren.

De in [3]) beschreven schijftriodes waren dan ook de eerste triodes die bruikbaar waren tot frequenties

[1]) Zie b.v. G. Diemer en K. S. Knol, Philips techn. T. **14**, 93-105, 1952.

[2]) Zie b.v. M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Philips techn. T. **3**, 104-112, 1938: **5**, 171-181 en 369-374, 1940.

[3]) Zie D. R. Hamilton, J. K. Knipp en J. B. H. Kuper, Klystrons and microwave triodes, McGraw-Hill, New York 1948, blz. 163 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van 1000 à 2000 MHz. Bij de EC 57 echter, die tot 4000 MHz gebruikt kan worden, is, behalve de zelfinductie, een andere factor van primair belang, namelijk de weerstand van de doorvoeringen. Dit kunnen we op de volgende wijze duidelijk maken.

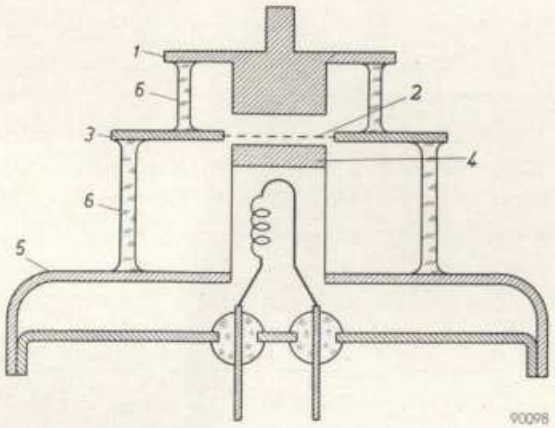


Fig. 3. De bouw van een schijftriode (schematisch); *1* anodeschijf met anode, *2* rooster, *3* roosterschijf, *4* katode, *5* katodeschijf, *6* glazen ringen.

In *fig. 4a* is de schakeling tussen rooster en anode van een triode met geaard rooster afgebeeld. R stelt hier de weerstand voor waarin het nuttige vermogen wordt gedissipeerd, r is de verliesweerstand van de doorvoeringen. De rooster-anodekring is door een capaciteit C en een zelfinductie L weergegeven. Het totale vermogen wordt in de eerste plaats gedissipeerd in de belastingsweerstand R, die parallel aan de LC-kring staat, en verder in de serieweerstand r. Indien ωCr veel kleiner is dan 1, kan men de serieweerstand r door een paralleldemping met een conductantie g' vervangen, waarvoor geldt:

$$g' = \omega^2 C^2 r. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Men krijgt dan het vervangschema volgens fig. 4*b*. Hier is $g = 1/R$ de conductantie van de parallelweerstand R. We hebben de volgende betrekking:

$$\frac{\text{nuttig vermogen}}{\text{totaal vermogen}} = \frac{g}{g+g'}. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Om een gunstige verhouding van nuttig tot totaal vermogen te krijgen, moet g' klein zijn ten opzichte van g. De totale demping $g + g'$ echter wordt bepaald door de vereiste bandbreedte en ligt bij een gegeven ontwerp vast. Aangezien g' volgens (2) toeneemt met ω^2, wordt bij toenemende frequentie g' ten slotte van dezelfde orde als g. Het zal blijkens verg. (2) van de waarde van r afhangen, bij welke frequentie deze begrenzing van de nuttige werking van de buis optreedt. Welke invloed de waarde van r bij de EC 57 heeft, zien we aan het volgende getallenvoorbeeld. Bij een bandbreedte van 100 MHz moet de totale demping 1,6 kΩ zijn, dus $g + g' = 1/1600\ \Omega^{-1}$. Maakt men de weerstand van de schijven door verzilvering zo laag mogelijk, dan blijkt dat r bij 4000 MHz (door het huideffect) nog gelijk is aan 0,15 Ω en dit geeft volgens (2) bij deze frequentie de demping $g' = 1/10500\ \Omega^{-1}$. Het nuttige vermogen bedraagt dan 83% van het in totaal afgegeven vermogen. Zonder verzilvering zou voor de chroomijzeren schijven bij 4000 MHz $r = 0{,}75\ \Omega$ zijn en daardoor $g' = 1/2100\ \Omega^{-1}$. In dat geval zou het nuttige vermogen nog slechts 24% van het totale vermogen bedragen. Het is bij de EC 57 dan ook zo, dat de grensfrequentie, d.i. die frequentie waarbij de versterking tot één is gedaald, in hoofdzaak door de verliezen van de toevoerleidingen bepaald wordt, ondanks het feit dat deze verliezen veel kleiner zijn dan bij buizen met pendoorvoeren.

Het is gebleken dat nog andere factoren de werking van microgolftriodes beïnvloeden. Zo werd ontdekt dat de hoogfrequente stromen in de roosterdraden zelf aanleiding kunnen geven tot terugkoppeling. Daarnaast vond men een nieuw type

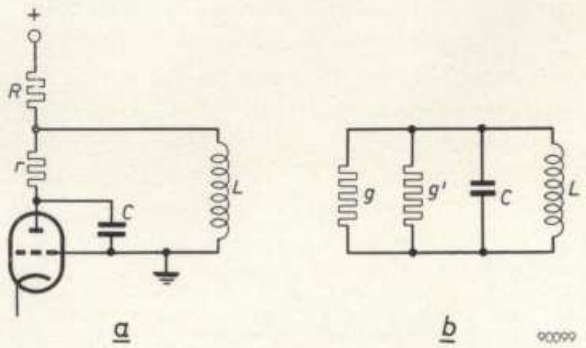


Fig. 4. *a*) Schakeling van een triode met geaard rooster, *b*) vervangschema hiervoor.

demping, de zg. totale-emissiedemping („total emission damping") [1] [4]), die te wijten is aan de eindige verblijfsduur van de talrijke vóór het potentiaalminimum omkerende elektronen in het hoogfrequente veld tussen rooster en katode. Deze demping heeft een des te grotere invloed naarmate door het verkleinen van de afmetingen het rooster dichter bij het potentiaalminimum komt. De omkerende elektronen geven ook aanleiding tot een extra ruis („total emission noise").

---

[4]) A. van der Ziel en A. Versnel, Philips Res. Rep. **3**, 13-23, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wat de looptijd betreft, kan worden opgemerkt dat de verschillen in looptijd de werking van de buis het sterkst beïnvloeden. Zo zou een buis ook bij looptijden van enkele periodes nog een redelijke versterking kunnen hebben, mits de looptijden voor alle elektronen dezelfde waren [5]), terwijl men ook met schakeltechnische kunstgrepen de ruis in de uitgangsketen klein zou kunnen houden (ruiscompensatie) [6]). De spreiding in de looptijden resulteert in fazeverschillen der door de diverse elektronen geïnduceerde signaalstromen en daardoor wordt de versterking kleiner. Het belangrijkste gevolg is echter dat de correlatie tussen de diverse ruisstromen verdwijnt en daarmee de mogelijkheid van ruiscompensatie. Deze looptijdspreiding heeft vele oorzaken, zoals de eindige aanvangssnelheid van de elektronen, de afwijkingen van de ideale vlakke triodestructuur en de variaties in uittreepotentiaal.

De rol van de katode

Een zeer belangrijke basis voor de ontwikkeling van de EC 57 was ook de L-katode. Door het gebruik hiervan konden aanzienlijke verbeteringen ten opzichte van microgolftriodes met oxydekatodes worden verkregen. Voordelen van de L-katode zijn b.v. dat deze een metallisch oppervlak bezit, waardoor geringere hoogfrequentieverliezen ontstaan dan bij de oxydekatode, waarvan het oppervlak een halfgeleider is, en dat de L-katode veel minder dan de oxydekatode wordt beschadigd door het elektronenbombardement waarmee tijdens de fabricage de anode ontgast dient te worden. De belangrijkste door de L-katode verkregen verbeteringen berusten echter op de veel grotere stroomdichtheid, die deze kan leveren, bij een tegelijkertijd veel kleinere verzadigingsstroom dan die van de oxydekatode. De L-katode kan b.v. gemakkelijk 0,5 A/cm² leveren bij een verzadigingsstroom van 2 A/cm². Bij de oxydekatode is de verzadiging hoger, b.v. 10 A/cm², maar daarvan kunnen we, als we een enigszins redelijke levensduur wensen, slechts 0,2 A/cm² gebruiken.

Dat een grotere bereikbare stroomdichtheid van voordeel is om de looptijden der elektronen — en daarmee uiteraard ook de looptijdspreiding — te verminderen, is reeds hierboven vermeld. Dat de verhouding van de stroom tot de verzadigingsstroom bij de L-katode veel groter is dan bij de oxydekatode, heeft de belangrijke consequentie dat de afstand van de katode tot het bovenvermelde potentiaalminimum aanzienlijk kleiner kan zijn, b.v. 6 μ, met de gegeven stroomwaarden, terwijl hij bij de oxydekatode 10 μ zou bedragen. Hierdoor wordt van de vóór het minimum terugkerende elektronen zowel de looptijd als het aantal bij de L-katode veel kleiner dan bij de oxydekatode. Dit brengt een aanzienlijke vermindering van de totale-emissiedemping en de totale-emissieruis mee.

Verder heeft men, dank zij de grotere stroomdichtheid, bij dezelfde steilheid een kleiner katodeoppervlak nodig. Hierdoor zijn de buiscapaciteiten kleiner, wat aanleiding geeft tot kleinere verliezen in de kringen. Bovendien is door het kleinere corresponderende roosteroppervlak het effect van de magnetische terugwerking door de roosterdraden kleiner.

Ten slotte is het mogelijk, door de grotere stroom die de L-katode vergeleken met de oxydekatode kan leveren, bij een bepaalde bandbreedte een groter uitgangsvermogen te krijgen. Omdat de te beschrijven buis voor matige vermogens is ontwikkeld, gaan we in dit artikel hierop niet verder in.

Naast de bovengenoemde voordelen heeft de L-katode ook enige minder gunstige eigenschappen, waarvan de invloed echter door constructieve maatregelen onschadelijk kan worden gemaakt. Het betreft hier de volgende punten.

1) Door de hogere temperatuur van de L-katode (1050 °C tegenover 750 °C van de oxydekatode) worden de roosterdraden door de straling van de katode aanzienlijk warmer, zodat deze draden door hun uitzetting gemakkelijker zullen doorbuigen.
2) Het grotere gloeivermogen vereist speciale aandacht bij de constructie van het gloeilichaam.
3) De snellere verdamping van barium en bariumoxyde brengt het gevaar mee dat deze materialen zich gaan afzetten op de roosterdraden (aangroeiing van de roosterdraden), waardoor de karakteristieken veranderen, en op de glaswand, waardoor extra verliezen optreden.

In het volgende hoofdstuk zullen we bespreken, welke maatregelen hiertegen genomen zijn.

De constructie en enkele gegevens van de buis

Aan de hand van *fig. 5*, die een doorsnede van de essentiële delen van de EC 57 geeft, gaan we de onderdelen en de montage nader bespreken.

Het omhulsel

Het omhulsel bestaat uit de glazen wanden (*6*) en de daarin gesmolten chroomijzeren onderdelen (*1*), (*3*) en (*5*), die met de elektrodes zijn verbonden en die we gemakshalve schijven noemen, hoewel hun vorm gecompliceerder is.

[5]) A. van der Ziel, Philips Res. Rep. **1**, 381-399, 1946.
[6]) G. Diemer en K. S. Knol, Philips techn. T. **14**, 175-184, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We hebben reeds aangetoond dat het noodzakelijk is dat de schijven een zo klein mogelijke weerstand hebben. Daarom is een zilverlaag op het chroomijzer aangebracht. De roosterschijf is zodanig geconstrueerd dat een rechtlijnige beweging van barium

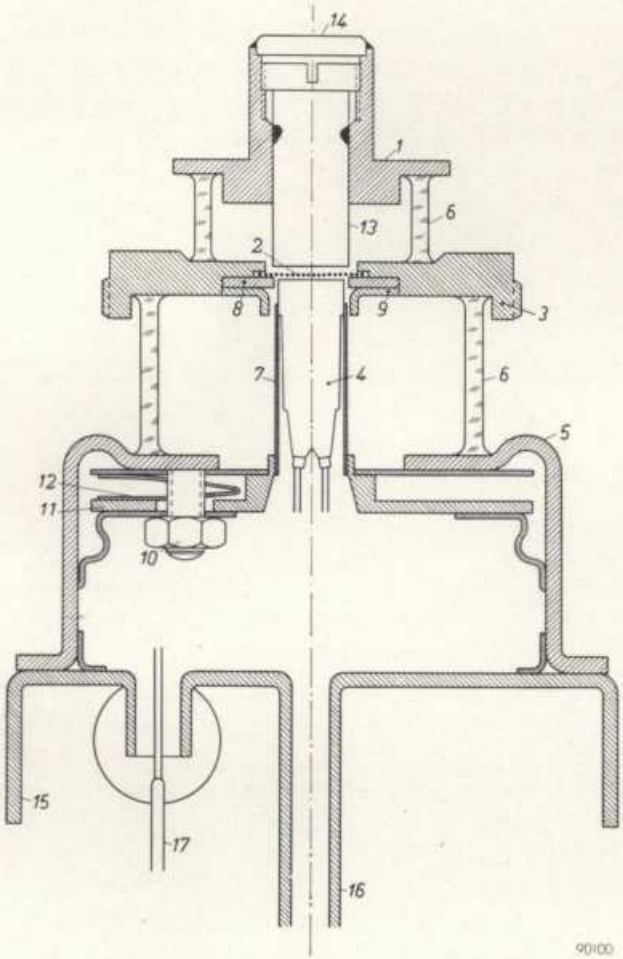


Fig. 5. Vereenvoudigde doorsnede van de EC 57 met de belangrijkste onderdelen: *1* anodehouder, *2* rooster in roosterring *3*; *4* katode in katodering *5*; *6* glazen ringen, *7* busje voor bevestiging van de katode, *8* molybdeniumraam, *9* afschermring, *10* moertje, *11* katodedrager, *12* contactveer, *13* anode, *14* anodedeksel, *15* grondplaat met pompstengel *16* en pendoorvoeren *17*.

uit de katode naar de glazen ring tussen rooster en anode onmogelijk is. Het barium wordt zodoende op een onschadelijke plaats opgevangen. Voor hetzelfde doel wordt een afschermring (*9*) aangebracht; deze ring houdt de glazen wand tussen rooster- en katodeschijf schoon.

De schijven worden in andere schijftriodes soms van koper gemaakt. Omdat koper vrij slap is, moet men dan keramische afstandhouders binnen de ballon gebruiken (stapelconstructie) om de elektrodes op de kleine onderlinge afstanden te fixeren. Deze afstandhouders binnen de ballon hebben het nadeel dat ze extra capaciteit introduceren en, omdat zij zich meestal op vrij hoge temperatuur bevinden, tamelijk grote diëlektrische verliezen veroorzaken. In de EC 57 is het mogelijk gebleken door een speciale instelmethode (waarover straks meer) de afstand van 40 μ tussen rooster en katode (en a fortiori de veel grotere afstand tussen rooster en anode) te fixeren via de chroomijzeren schijven en de glazen wand, hetgeen de capaciteiten en de verliezen veel kleiner maakt.

De katode

De L-katode (*4*) is met behulp van een buisvormig tantaalfoelie (*7*) (dikte 0,012 mm) bevestigd op de katodedrager (*11*). Tantaal is goed bewerkbaar, heeft een niet te grote warmtegeleiding en een niet te slechte elektrische geleiding en blijft voldoende stevig bij de formeertemperatuur van de katode. De katode wordt op de juiste temperatuur gebracht door verhitting van een gloeidraad, welke met behulp van aluminiumoxyde in het molybdeniumbuisje van de katode is gesinterd, waardoor een goede warmteoverdracht verzekerd is. De temperatuur van de gloeidraad wordt zodoende niet zo hoog dat de levensduur hierdoor zou worden beperkt.

Het rooster

De roosterdraad is van wolfraam (diameter 7,5 μ)[7]) en wordt gewikkeld op een molybdeniumraam (*8*) met een vierkant gat (zijde 4 mm); daar de spoed 48 μ is, liggen er over het gat ruim 80 windingen naast elkaar. *Fig. 6* geeft van dit rooster een 9 maal vergrote foto.

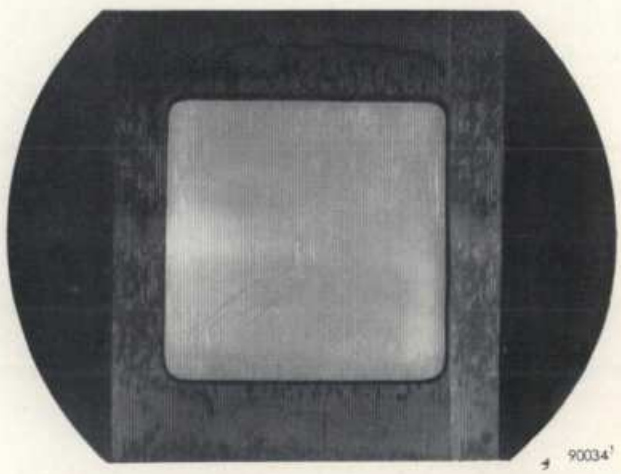


Fig. 6. 9× vergrote foto van het rooster.

[7]) Zie voor de fabricage van dun wolfraamdraad: L. Schultink en P. G. van Zanten, Philips techn. T. **18**, 199-205, 1956 (no. 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tijdens het werken van de buis worden de roosterdraden, zoals gezegd, verwarmd door straling van de katode en de anode. Nu is een hoge temperatuur juist gunstig, omdat hierdoor de aangroeiing van de roosterdraden door de bariumverdamping sterk wordt verminderd. De temperatuur van de draden wordt hoger naarmate men ze dunner kiest, omdat dan de warmtegeleiding naar de roosterschijf kleiner wordt. De diameter van de draden is zodanig gekozen dat bij de bijbehorende temperatuur het barium bijna even snel van de draden afdampt als het van de katode wordt aangevoerd. Bij een te hoge temperatuur van de roosterdraden bestaat er weliswaar in het algemeen een grote kans op het optreden van de zo ongewenste roosteremissie. Door vergulden van de roosterdraden echter is deze emissie hier afdoende onderdrukt.

Wanneer we geen voorzorgen zouden nemen, zouden de draden door de uitzetting krom gaan staan. We moeten ze daarom een mechanische voorspanning geven. Door afremmen van de wikkelspoel wordt tijdens het wikkelen een spanning in de draad van ca. 60% van de breukbelasting veroorzaakt.

Na het wikkelen worden de windingen op het raam met goud vastgesoldeerd en aan één kant van het raam verwijderd. Door het solderen vermindert de trekspanning in de roosterdraden. Dit is te wijten aan een complex van oorzaken, waarbij de iets grotere uitzettingscoëfficiënt van het molybdeniumraam ten opzichte van de wolfraamdraden en de verlaging van de vloeigrens der draden bij de soldeertemperatuur (ca. 1200 °C) de belangrijkste zijn. Door aan de niet van draad voorziene zijde van het raam een wolfraamdraad van 100 μ diameter loodrecht op de roosterdraden in het raam te drukken, doet men dit enige microns uitzetten, waardoor de spanning weer op de juiste waarde wordt gebracht. Omdat het gat vierkant is, krijgen alle draden dezelfde spanningsvermeerdering. De trekspanning dezer draden wordt daarna als volgt gemeten. Het rooster wordt onder een microscoop geplaatst, terwijl evenwijdig aan de roosterdraden op kleine afstand een vlakke plaat wordt aangebracht. Tussen rooster en plaat wordt een hoge wisselspanning aangelegd. Bij een bepaalde frequentie van de wisselspanning komen de draden in resonantie. De frequentie waarbij dit geschiedt (ca. 20 000 Hz), staat in een eenvoudig verband met de trekspanning in de draad. Op deze wijze is het mogelijk alle windingen afzonderlijk op spanning te onderzoeken. De vereiste trekspanning in de draden komt bij een dikte van 7,5 μ neer op ongeveer 10 gram per draad. Het rooster verdraagt dan zonder krom te trekken een dissipatie van 1 W, hetgeen ruim voldoende is voor de werking van de buis.

Het samenstellen der onderdelen

Nadat het rooster (*8*) (fig. 5) op zijn plaats is gebracht, wordt de katode in de katodering (*5*) aangebracht en voorlopig met drie moertjes (*10*) vastgezet. Hierbij bevindt zich tussen de katodedrager (*11*) en de katodering een molybdeniumveer met drie lippen (*12*), welke de katodedrager tegen de moertjes drukt, zodat een goed gedefinieerde instelling mogelijk is. Het instellen van de afstand rooster-katode gebeurt onder een microscoop, waarvan de optische as in het verlengde ligt van de as van de buis en waarbij we door het gat in de anodehouder (*1*) heen kijken. Een smalle evenwijdige lichtbundel wordt (zie *fig.* 7) schuin van opzij op de katode

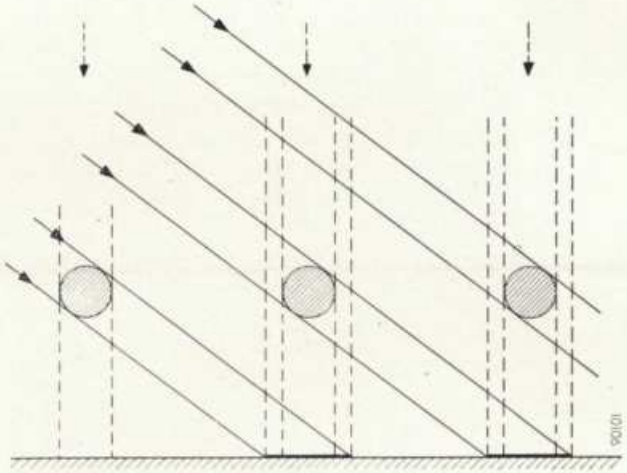


Fig. 7. Het nauwkeurig instellen van de afstand tussen het rooster en de katode door een schaduwmethode.

gericht. Op de katode ontstaan dan lijnvormige schaduwen ten gevolge van het zich boven de katode bevindende rooster. Door bij een bepaalde lichtinvalshoek de schaduw van elke draad juist onder de volgende draad te brengen, kan men de gewenste afstand zeer nauwkeurig instellen. Om te voorkomen dat de schaduw onder de verkeerde draad valt, wordt tevens een capaciteitsmeting uitgevoerd, welke als grove instelling fungeert. Een volkomen parallelliteit is verkregen als de schaduwen over het gehele oppervlak midden onder de draden liggen. Door lassen wordt daarna de katodedrager gefixeerd.

Vervolgens wordt de anode (*13* in fig. 5) in de anodehouder (*1*) geschroefd en, wederom door middel van een capaciteitsmeting, op de juiste afstand van het rooster geplaatst. Het anodedeksel (*14*) wordt daarna op de anodehouder gelast, waardoor een vacuümdichte afsluiting wordt verkregen. De grondplaat (*15*) met pompstengel (*16*) en pendoorvoeren voor de gloeidraad (*17*) wordt ten slotte vacuümdicht aan de katodering gelast. De buis kan nu gepompt en ontgast worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Enkele gegevens

In *tabel I* zijn een aantal gegevens van de buis vermeld. Men ziet dat voor de capaciteiten tussen rooster en katode en die tussen rooster en anode twee waarden zijn opgegeven, nl. de statische waarden C_{gk} resp. C_{ag} en de capaciteiten bij hoge frequentie C_{gk}' resp. C_{ag}'. Bij deze laatste waarden is rekening gehouden met het feit dat de buis wordt gebruikt in trilholten, waardoor de statische capaciteit van de schijven ten opzichte van elkaar bij hoge frequentie slechts gedeeltelijk als capaciteit werkzaam is.

Tabel I. De voornaamste gegevens van de EC 57.

Anodespanning	180 V
anodestroom	60 mA
steilheid	20 mA/V
versterkingsfactor	43
statische rooster-katodecapaciteit C_{gk}	3,3 pF
rooster-katodecapaciteit bij hoge frequentie C_{gk}'	1,8 pF
statische rooster-anodecapaciteit C_{ag}	1,6 pF
rooster-anodecapaciteit bij hoge frequentie C_{ag}'	0,6 pF
katode-anodecapaciteit C_{ak}	0,04 pF
levensduur	ca. 5000 uur

De levensduur wordt in hoofdzaak door de bariumverdamping beperkt, ondanks de maatregelen die hiertegen genomen zijn. Door kleine wijzigingen in de katode is het echter mogelijk gebleken de bariumverdamping aanzienlijk te verminderen, zodat in de toekomst een verdere vergroting van de levensduur te verwachten is.

Microgolfimpedanties van de buis

Met behulp van theoretische beschouwingen over sterk geïdealiseerde triodes is het mogelijk de impedantie bij microgolven te berekenen [8]). In de praktijk wijken de triodes zo sterk van de idealisatie af dat de theorie alleen een grove benadering geeft en men voor een nauwkeurige bepaling van de impedanties op het experiment aangewezen is. De theorie is echter in zoverre waardevol, dat zij ons leert hoe b.v. de steilheid afhangt van een aantal fundamentele grootheden. Zo blijkt de steilheid bij hoge frequenties slechts langzaam te dalen met toenemende looptijdhoeken. De looptijdhoek Θ_1 tussen katode en rooster is bij definitie de gemiddelde looptijd van de elektronen over deze afstand, vermenigvuldigd met de hoekfrequentie ω van het hoogfrequente signaal. Analoog is de looptijdhoek Θ_2 tussen rooster en anode gedefinieerd. Voor de EC 57 bedragen de looptijdhoeken bij 4000 MHz:

$$\Theta_1 = 3{,}36 \text{ rad},$$
$$\Theta_2 = 1{,}46 \text{ rad}.$$

Bij deze waarden is de steilheid volgens de theorie gedaald tot 75% van de steilheid bij lage frequentie.

De hoogfrequente ingangsdemping is gemeten door tussen de katode en het rooster een trilholte aan te brengen en van deze trilholte bij 4000 MHz de kwaliteitsfactor te meten. Hierbij dient men er zorg voor te dragen dat de rooster-anodecapaciteit voor hoogfrequente stromen kortgesloten is. Dit kan men bereiken door rondom deze capaciteit een tweede trilholte aan te brengen waarvan de resonantiefrequentie voldoende sterk verschilt van die van de eerste trilholte. Op deze wijze vond men een totale ingangsdemping van 15 mA/V, door het circuit en de elektronen gezamenlijk. Door de demping te meten van de afgeknepen buis, was het mogelijk de elektronische demping te scheiden van de overige verliezen (verliezen in het circuit en in het glas van de buis). Deze laatste verliezen zijn voor te stellen door een weerstand parallel aan de rooster-katodecapaciteit. Genoemde weerstand bedraagt 1700 Ω bij 4000 MHz, overeenkomende met een „koude" demping van 0,6 mA/V, zodat de elektronische ingangsdemping, die met de steilheid overeenkomt, ruim 14 mA/V bedraagt en dus groot is ten opzichte van de „koude" demping. Deze steilheid is ca. 30% kleiner dan de steilheid bij lage frequentie (20 mA/V), in goede overeenstemming met de theorie. Tevens blijkt hieruit dat de totale-emissiedemping in het normale werkgebied (de bovenstaande waarde werd gemeten bij een anodestroom van 30 tot 50 mA) weinig invloed heeft.

We hebben reeds vermeld dat de koude demping g' van de anode-roosterruimte (verg. 2) overeenkomt met een parallelweerstand van 10,5 kΩ en dat deze demping bij 100 MHz bandbreedte nog slechts weinig invloed blijkt te hebben.

Om een indruk te krijgen van de terugkoppeling van de uitgang naar de ingang, werden metingen verricht aan een met de EC 57 geconstrueerde versterker [9]). Hierbij werd de verandering van de ingangsimpedantie bepaald die door een variatie van de anodebelasting werd teweeggebracht. De terugkoppeling wordt veroorzaakt door:

1) de invloed van de anodespanning op de elektronenstroom,

[8]) F. B. Llewellyn en L. C. Peterson, Proc. Inst. Rad. Engrs. **32**, 144-166, 1944.

[9]) Deze versterker, waarbij uiteraard de bouw van de circuits en de koppelelementen van groot belang is, zal binnenkort in dit tijdschrift worden beschreven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2) de capaciteit C_{ak},

3) de hoogfrequente stromen die in de roosterdraden vloeien [10]). Het blijkt dat de terugkoppeling afhangt van de afstand tussen rooster en anode, een parameter die nog binnen zekere grenzen vrij gekozen kan worden. Bij een bepaalde afstand tussen rooster en anode was de terugkoppeling nihil. Het bleek echter dat met een zekere mate van terugkoppeling de versterking bij dezelfde bandbreedte groter was dan zonder terugkoppeling [11]), en de afstand tussen rooster en anode is dan ook zodanig ingesteld, dat enige terugkoppeling optreedt.

Microgolfversterking en ruis

De triode zal voor microgolfversterking steeds gebruikt worden in roosterbasisschakeling [5]) [6]). Hierbij zal door de grote elektronische demping van de ingangskring de bandbreedte van de versterker vrijwel uitsluitend bepaald worden door de bandbreedte van de uitgangskring. Indien we de terugwerking op de ingang verwaarlozen, vinden we de volgende formule voor het produkt van de vermogensversterking G en de bandbreedte B, indien de inwendige weerstand van de buis groot is ten opzichte van de anodebelastingsweerstand:

$$GB = \frac{S^2}{2\pi g_i C_{ag}'},$$

waarin S de hoogfrequente steilheid, g_i de totale ingangsdemping en C_{ag}' de reeds gedefinieerde hoogfrequente capaciteit van de anodekring is [12]). Wanneer we hier de in het voorgaande bepaalde waarden invullen, wordt

$$GB = 3400 \text{ MHz}.$$

Bij een draaggolffrequentie van 4000 MHz zijn in de praktijk hiervoor bedragen gevonden die variëren tussen 1500 en 2000 MHz. We dienen hierbij te bedenken dat de in de praktijk gebruikte kringen door de constructieve beperkingen een wat grotere capaciteit dan C_{ag}' zullen hebben.

De hier gegeven beschouwingen gelden slechts voor kleine signalen. Bij grotere vermogens daalt de versterking, en in een gegeven versterker geschiedt dit, zoals men mag verwachten, bij nagenoeg gelijk blijvende bandbreedte. Zo daalt bij een bandbreedte van 100 MHz de versterking 4 dB indien het uitgangsvermogen tot 1,5 watt wordt opgevoerd. Gezien de lage anodebelasting, wordt het uitgangsvermogen in hoofdzaak beperkt door de emissie van de katode.

Als oscillator kan de EC 57 bij 4000 MHz een vermogen afgeven van 3 W met een rendement van 20%.

Het ruisgetal is bij verschillende frequenties gemeten en bedraagt 17 dB bij 4000 MHz en 16 dB bij 3000 MHz. Bij 500 MHz is het gedaald tot 5 dB en bij 400 MHz tot 4 dB.

Tot de verwezenlijking van deze microgolftriode hebben de heren H. J. Lemmens, C. P. Klöpping en C. C. A. M. Moubis in belangrijke mate bijgedragen. De metingen van het ruisgetal bij de lagere frequenties heeft F. L. H. M. Stumpers voor ons uitgevoerd.

Samenvatting. Beschrijving van de EC 57, een triode voor microgolven, waarbij de afmetingen en de onderlinge afstanden der elektrodes sterk verkleind zijn ten opzichte van die bij normale triodes. Een aantal verschijnselen wordt genoemd die bij het werken met microgolftriodes zijn ontdekt (o.a. totale-emissiedemping en -ruis, en een nieuw type terugkoppeling) en die de constructie van de EC 57 hebben beïnvloed. De EC 57 is voorzien van vlakke elektrodes, welke worden verbonden aan chroomijzeren schijven, waartussen glazen ringen worden gesmolten („disc-seal" constructie). Het ontwerp werd in sterke mate bepaald door het gebruik van de L-katode, die als voordelen heeft o.a. een grote stroomdichtheid en een metallisch oppervlak, en die bestand is tegen bombardement van elektronen. Het bezwaar van de betrekkelijk sterke verdamping van barium uit deze katode kon met eenvoudige maatregelen worden ondervangen, waardoor de levensduur tot ca. 5000 uur kon worden opgevoerd. De 7,5 μ dikke roosterdraden worden met mechanische voorspanning op een vierkant raampje gewikkeld. Speciale technieken zijn ontwikkeld voor de controle van deze mechanische spanning en voor de preciese instelling van de afstand tussen rooster en katode. De belangrijkste gegevens van de buis zijn in een tabel samengevat. Daarna worden de microgolfimpedanties en de terugkoppeling besproken. Het produkt van vermogensversterking en bandbreedte bedraagt ca. 1600 MHz en het ruisgetal bedraagt 17 dB bij 4000 MHz. Als versterker kan de buis bij deze frequentie 1,8 W leveren, als oscillator 3 W.

[10]) Zie G. Diemer, Philips Res. Rep. **5**, 423-434, 1950.

[11]) Zie voor een bespreking van dit verschijnsel: A. van der Ziel en K. S. Knol, Philips Res. Rep. **4**, 168-178, 1949.

[12]) Zie b.v. A. H. W. Beck, Thermionic valves, Univ. Press Cambridge 1953, blz. 419.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE LAGENTRANSISTOR ALS NETWERKELEMENT BIJ LAGE FREQUENTIES

I. KARAKTERISTIEKEN EN *h*-PARAMETERS

door J. P. BEIJERSBERGEN, M. BEUN en J. te WINKEL. 621.375.4

Transistors van verscheidene typen komen thans in grote hoeveelheden beschikbaar. In Europa werkt b.v. de halfgeleiderfabriek van Philips te Nijmegen, die op 12 juli 1955 in werking werd gesteld, al sinds geruime tijd op volle capaciteit. Apparaten waarin transistors zijn opgenomen, kwamen in dit tijdschrift reeds enige malen ter sprake. Het leek de redactie wenselijk, ten behoeve van latere artikelen over toepassingen van transistors, een samenvatting te geven van de elementaire eigenschappen van deze netwerkbouwstenen. Het onderhavige artikel, dat past in het kader van de in 1955 aangevangen serie fundamentele artikelen over transistors, is het eerste deel van deze samenvatting.

Karakteristieken van transistors

De fysische grondslagen van de werking van de lagentransistor bij lage frequenties zijn uitvoerig besproken in een tweetal eerder in dit tijdschrift gepubliceerde artikelen [1] [2]). Thans zullen wij ons bezighouden met de eigenschappen bij deze frequenties, waarbij wij de fysische grondslagen buiten beschouwing zullen laten. Wij zien de transistor als een netwerkelement met drie aansluitingen, welke door de fabrikant resp. zijn gemerkt als emissor-, basis- en collectoraansluiting. We kunnen dus drie spanningen tussen de klemmen en drie stromen onderscheiden, in totaal zes variabelen (*fig. 1*). Legt men gelijkspanningen aan tussen collector en emissor (V_{ce}) en tussen basis en emissor (V_{be}) (de derde spanning, nl. V_{cb}, tussen collector en basis, ligt dan eveneens vast, daar volgens Kirchhoff $V_{ce} = V_{cb} + V_{be}$), dan nemen de drie stromen waarden

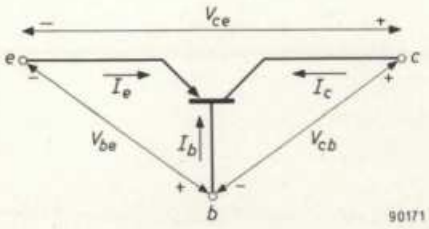


Fig. 1. De drie spanningen en de drie stromen die bij transistors als variabelen optreden. *e* emissor-, *c* collector-, *b* basisaansluiting. De emissoraansluiting is, zoals gebruikelijk, ter onderscheiding van de collectoraansluiting voorzien van een pijlpunt. Al naar deze naar de transistor toe of van de transistor af wijst, is een *P-N-P-* of een *N-P-N*-transistor bedoeld.

aan die door deze spanningen bepaald worden [3]). Voor de stromen geldt volgens Kirchhoff dat $I_c + I_b + I_e = 0$. Zetten wij dus twee van de stromen, b.v. I_c en I_b, uit als functie van V_{ce}, met V_{be} als parameter, dan worden de eigenschappen

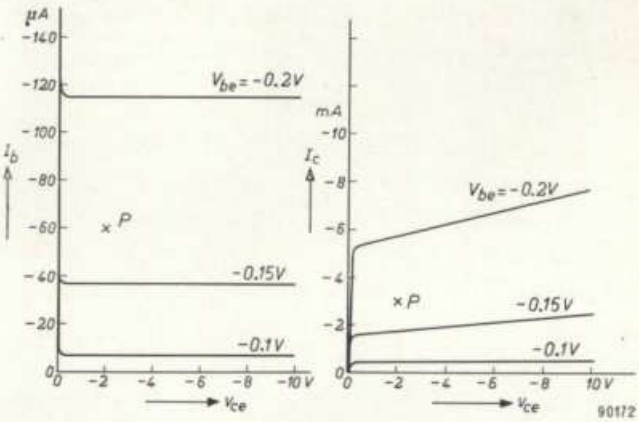


Fig. 2. Voorbeeld van een tweetal karakteristiekenscharen voor de Philips transistor OC 71, waardoor de eigenschappen bij lage frequenties geheel worden vastgelegd. Dit voorbeeld is gekozen omdat, zoals nog zal blijken, de karakteristieken rechts overeenkomen met de normale uitgangskarakteristieken van een buis. Doordat de transistor OC 71 van het zg. *P-N-P*-type is, krijgen alle grootheden in dit voorbeeld negatieve waarden. Het gelijkstroominstelpunt valt b.v. in *P*.

van de transistor door het aldus verkregen tweetal (statische) karakteristiekenscharen vastgelegd (*fig. 2*). Deze bewering is, zoals vanzelf spreekt, slechts geldig voor frequenties die zo laag zijn dat op

[1]) F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips techn. T. **17**, 201-214, 1955 (no. 7-8). Dit artikel wordt verder geciteerd als I.

[2]) F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, De transistor bij grote stroomdichtheden, Philips techn. T. **18**, 20-27, 1956 (no. 1).

[3]) De volgorde der indices (b voor basis, c voor collector en e voor emissor) houdt een tekenafspraak in voor de spanningen: een positieve waarde van b.v. V_{ce} betekent dat de potentiaal van de collector hoger is dan die van de emissor. Dus geldt b.v. $V_{ce} = -V_{ec}$. De stromen worden positief gerekend als zij naar de transistor toe zijn gericht; zie de pijltjes in fig. 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ieder ogenblik aan de door de statische krommen vastgelegde relaties voldaan blijft. Waar deze grens ligt, hangt in hoge mate af van het type transistor. Voor het type OC 71, dat we in het volgende voortdurend als voorbeeld zullen nemen, kan men de grens stellen bij een frequentie van 10 kHz; voor transistors die speciaal voor hoge frequenties zijn ontwikkeld, ligt zij veel hoger.

De OC 71 is een zg. *P-N-P*-transistor (zie het artikel I), en in fig. 1 is dan ook, overeenkomstig het algemene gebruik, de pijlpunt, die in het symbool voor een transistor de emissoraansluiting onderscheidt van de collectoraansluiting, naar de transistor toe gericht. In hun gedragingen als netwerkelement zijn er geen essentiële verschillen tussen *P-N-P*- en *N-P-N*-transistors.

Fig. 2 stelt slechts een keuze voor uit de vele mogelijkheden die ontstaan doordat men elk van de zes variabelen kan laten optreden als abscis, als ordinaat, of als parameter. Het blijkt dat men voor een transistor 54 verschillende karakteristiekenscharen kan tekenen [4]). Elk tweetal beschrijft, mits zij niet uit elkaar kunnen worden afgeleid, de eigenschappen bij lage frequenties. Het hangt af van de omstandigheden welke karakteristiekenscharen het meest van nut zijn. In dit stadium zij slechts opgemerkt dat men de in fig. 2 gegeven voorbeelden zelden zal aantreffen. De reden voor de gemaakte keuze is in het onderschrift vermeld.

Bij gebruik van een transistor geeft men deze — evenals men bij buizen gewend is — op een of andere wijze een zekere gelijkstroominstelling. In iedere karakteristiekenschaar beantwoordt aan deze gelijkstroominstelling een punt, het werkpunt of instelpunt. Het is van belang op te merken dat, bij normale instellingen (b.v. *P* in fig. 2) de basisstroom klein is in vergelijking met de emissorstroom en met de collectorstroom (zie b.v. de getalwaarden in fig. 2 en — voor de fysische achtergrond — het artikel I). De stroom die bij de emissor de transistor binnenvloeit, verlaat deze dus vrijwel onveranderd bij de collector. Wat de spanningen aangaat: de spanning V_{be} tussen basis en emissor is bij germaniumtransistors klein in vergelijking met de spanningen van deze twee elektrodes ten opzichte van de collector, dus $V_{bc} \approx V_{ec}$.

[4]) A. J. W. M. van Overbeek, Enige schakelingen met transistors, T. Ned. Radiogenootschap **19**, 231-260, 1954. Men moet $m = 3$ plaatsen, nl. abscis, ordinaat en parameter, bezetten met $n = 6$ grootheden, wat volgens de combinatieleer op $n!/(n-m)! = 120$ manieren gaat. Hiervan brengen de $3! = 6$ mogelijkheden waarbij de drie plaatsen bezet zijn door de drie spanningen, en eveneens de 6 mogelijkheden met de drie stromen, slechts de wetten van Kirchhoff tot uitdrukking. Men houdt dus 108 betekenisvolle grafieken over. Twee aan twee zijn deze grafieken echter identiek op een verwisseling van abscis en ordinaat na.

Iets over de vergelijking met buizen

Een triode is, evenals een transistor, een netwerkelement met drie aansluitingen, en ook hiervan kan men de eigenschappen voor lage frequenties vastleggen met twee karakteristiekenscharen, b.v. de roosterstroom I_g en de anodestroom I_a, beide als functie van de anodespanning V_{ak} (tussen anode en katode) met als parameter de roosterspanning V_{gk} (tussen rooster en katode). Bij een pentode zijn er vijf aansluitingen en er zijn derhalve in principe veel meer variabele stromen en spanningen in het spel dan bij een triode of een transistor. Bij de elementaire behandeling van de pentode beperkt men zich echter meestal tot het geval dat schermrooster en keerrooster een vaste potentiaal hebben ten opzichte van de katode, en men beschouwt dus eigenlijk het in *fig. 3* geschetste netwerkelement, waaraan weer drie aansluitingen te onderscheiden zijn. Ook van zo'n pentode kan men de eigenschappen met twee karakteristiekenscharen vastleggen.

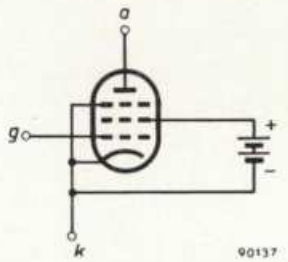


Fig. 3. Een pentode heeft meer dan drie aansluitingen. Geeft men echter schermrooster en keerrooster vaste potentialen ten opzichte van de katode, dan houdt men, evenals bij een transistor of een triode, slechts drie aansluitingen over. Door de met *k* gemerkte aansluiting vloeit de som van katode-, schermroosteren keerroosterstroom.

Transistors vertonen op zekere punten grote overeenkomst in eigenschappen met buizen. Zo is bij buizen de roosterstroom zeer klein, en de twee andere stromen zijn dus vrijwel gelijk. Ook is de spanning tussen rooster en katode zeer klein vergeleken met de spanningen tussen deze elektrodes en de anode, zodat $V_{ga} \approx V_{ka}$. Bij een vergelijking van een transistor met een buis krijgt men derhalve de beste analogie, en komen tegelijkertijd de verschillen het zuiverst naar voren, indien men de basis met het rooster, de emissor met de katode en de collector met de anode laat corresponderen.

Een van de markante verschillen is, dat bij buizen, in die gevallen waarin de roosterspanning negatief is ten opzichte van de katode, de roosterstroom niet slechts klein, maar zelfs vrijwel nul is. Interesseren we ons alleen voor toepassingen waarbij een negatieve roosterspanning optreedt (dit is het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geval in de ontvang- en versterktechniek, niet in de zendtechniek), dan heeft men dus een variabele minder en er is slechts één karakteristiekenschaar nodig om de eigenschappen van de buis vast te leggen. Dit is een van de oorzaken waardoor het gedrag van buizen (zendbuizen nadrukkelijk uitgesloten) vaak overzichtelijker is dan dat van transistors.

netwerkelement met drie aansluitingen, kan men ook een transistor op drie manieren tot een vierpool maken (fig. 4*b*, *c* en *d*). In fig. 4*b* is de emissor voorzien van een dubbele aansluitklem. Een dezer klemmen vormt met de basisklem het eerste klemmenpaar, de andere vormt met de collectorklem het tweede klemmenpaar. Daar de emissoraansluiting zowel

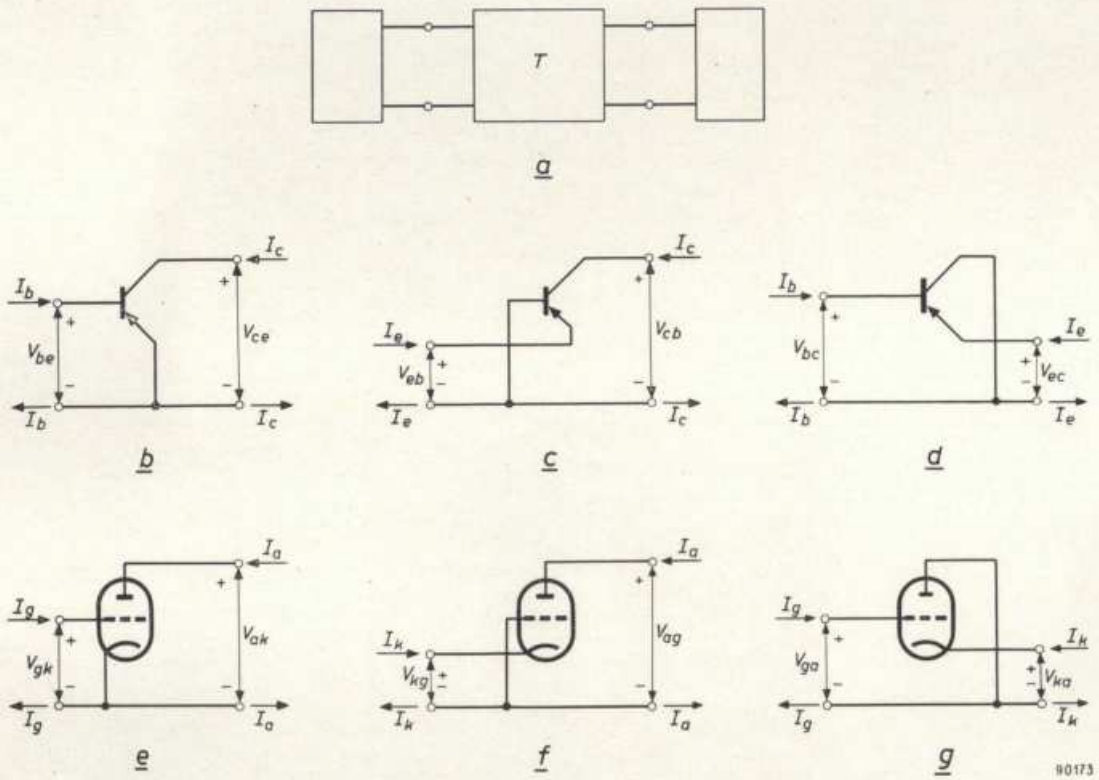


Fig. 4. Voorziet men één van de drie aansluitingen van een transistor van een dubbele aansluitklem, dan kan men de transistor *T* als vierpool tussen twee tweepolen schakelen (*a*). Al naar men de dubbele klem aanbrengt aan de emissor, de basis of de collector, krijgt men de schakeling met gemeenschappelijke emissor (de emissoraansluiting behoort tot beide klemmenparen) (*b*), met gemeenschappelijke basis (*c*), of met gemeenschappelijke collector (*d*). *e*, *f* en *g* stellen resp. de overeenkomstige buisschakelingen voor.

De schakelingen met gemeenschappelijke emissor, met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke collector

We hebben gezien dat slechts relaties tussen vier van de zes variabelen nodig zijn (nl. twee spanningen en twee stromen, zie het voorbeeld van fig. 2) om een transistor volledig te beschrijven. Er zijn drie eenvoudige gevallen waarbij het zonder meer duidelijk is welke vier variabelen we het beste kunnen kiezen, nl. de gevallen waarbij de transistor op de in *fig. 4a* aangegeven wijze tussen twee tweepolen is geschakeld. De transistor zelf treedt hier op als vierpool, d.w.z. dat er twee klemmenparen [5]) aan kunnen worden onderscheiden. Zoals ieder ander tot het ene als tot het andere klemmenpaar behoort, zegt men dat nu de transistor geschakeld is met gemeenschappelijke emissor. Men kan de dubbele aansluitklem ook aanbrengen aan de basis of aan de collector en krijgt dan resp. de schakeling met gemeenschappelijke basis (fig. 4*c*) of die met gemeenschappelijke collector (fig. 4*d*).

Bij de schakeling met gemeenschappelijke emissor zijn V_{be} en I_b de spanning en de stroom bij het ene, V_{ce} en I_c de spanning en de stroom bij het andere klemmenpaar. Het is duidelijk dat wij hier gebruik zullen maken van de relaties (dus van de karakteristiekenscharen) die juist deze spanningen en stromen met elkaar in verband brengen. Aan de hand van fig. 4*c* resp. *d* kan men gemakkelijk nagaan welke stromen en spanningen bij de twee andere mogelijke schakelingen in de karakteristieken dienen op te treden.

[5]) Twee klemmen vormen een paar indien de stroom die er bij de ene klem invloeit, er bij de andere klem weer uitvloeit.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

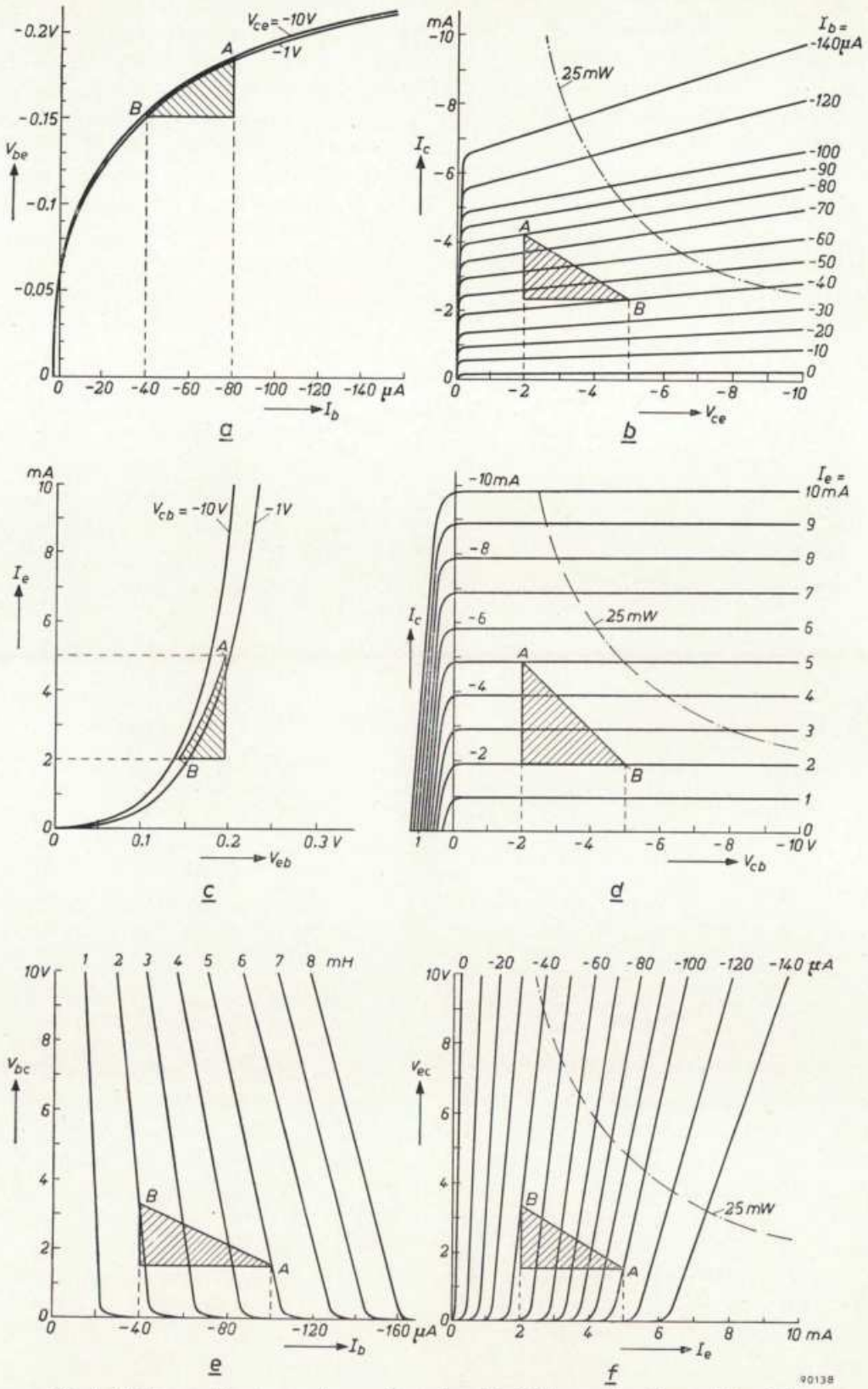


Fig. 5. Links en rechts zijn resp. in- en uitgangskarakteristieken getekend voor de transistor OC 71 in de schakelingen met gemeenschappelijke emissor (*a* en *b*), met gemeenschappelijke basis (*c* en *d*) en met gemeenschappelijke collector (*e* en *f*), met de bedoeling te laten zien dat in alle drie de schakelingen vermogensversterking kan worden verkregen. De belasting is gedacht als zuivere weerstand. *A* en *B* stellen de punten voor waartussen het de momentele toestand representerende punt heen en weer beweegt ten gevolge van de op de gelijkstroominstelling gesuperponeerde wisselstromen. De oppervlakten van de gearceerde driehoeken links stellen het aan de ingang opgenomen, die rechts het aan de uitgang afgestane vermogen voor. Men lette op de verschillen in schaalwaarden. De hyperbolen in de uitgangskarakteristieken zijn lijnen van constante vermogensdissipatie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De genoemde drie eenvoudige schakelingen lenen zich goed om enige fundamentele eigenschappen van transistors als netwerkelement te bespreken. In alle drie de schakelingen kan een transistor vermogensversterking leveren. Bij de schakeling met gemeenschappelijke emissor (fig. 4*b*) zijn gelijkstroom en -spanning bij het klemmenpaar basis-emissor klein ten opzichte van gelijkstroom en -spanning bij het andere klemmenpaar. Dit doet reeds vermoeden dat hetzelfde zal gelden voor op de gelijkstroominstelling gesuperponeerde wisselstromen. Men verwacht derhalve vermogensversterking, verkregen door gelijktijdige spannings- en stroomversterking, indien basis en emissor het ingangs-, collector en emissor het uitgangsklemmenpaar vormen. Dit wordt bevestigd door een blik op *fig. 5a* en *b*, welke resp. ingangs- en uitgangskarakteristieken voor de betrokken schakeling voorstellen. Neemt men aan dat uitgangsspanning en -stroom variëren tussen de waarden gerepresenteerd door de punten *A* en *B* in fig. 5*b*, en leidt men uit deze figuur de overeenkomstige punten *A* en *B* in fig. 5*a* af, dan blijkt onmiddellijk dat de variaties aan de ingang veel geringer zijn dan die aan de uitgang.

Het is nuttig hier direct de corresponderende buisschakeling naast te zetten. Volgens de voorgaande paragraaf is dit de schakeling waarbij de katode van een dubbele aansluitklem is voorzien (dit is de normale schakeling voor een buis, fig. 4*e*). Bij buizen verschilt de nomenclatuur van de bij transistors gebruikelijke: men spreekt van katodebasisschakeling en niet van schakeling met gemeenschappelijke katode. Rooster en katode leveren de ingangsklemmen (kleine stroom en lage spanning); anode en katode leveren de uitgangsklemmen (grote stroom en hoge spanning).

Bij de schakeling met gemeenschappelijke basis (fig. 4*c*) zijn de gelijkstromen bij de twee klemmenparen (nl. de emissor- en de collectorstroom) vrijwel even groot; de gelijkspanning tussen collector en basis is echter veel hoger dan die tussen emissor en basis. Dat hetzelfde geldt voor wisselstromen, leidt men af uit fig. 5*c* en *d*, door hierin op dezelfde wijze te werk te gaan als eerder in fig. 5*a* en *b*. Men krijgt hier dus vermogensversterking, ten gevolge van spanningsversterking, als men emissor en basis als ingangs-, collector en basis als uitgangsklemmen kiest. De corresponderende buisschakeling is de roosterbasisschakeling (fig. 4*f*). Ook hier zijn in- en uitgangsstroom vrijwel even groot, maar de uitgangsspanning is veel hoger dan de ingangsspanning.

Ten slotte beschouwen we de schakeling met gemeenschappelijke collector (fig. 4*d*). Hier zijn de spanningen bij de twee klemmenparen vrijwel gelijk, maar de stromen verschillen. Men verwacht vermogensversterking door stroomversterking. Basis en collector zal men derhalve kiezen als ingangsklemmen (de kleine basisstroom is ingangsstroom), emissor en collector als de uitgangsklemmen (de veel grotere emissorstroom is uitgangsstroom). Fig. 5*e* en *f* bevestigen deze verwachting. De corresponderende buisschakeling is de anodebasisschakeling (beter bekend als katodevolger, fig. 4*g*), waarbij men gemakkelijk de overeenkomstige kenmerken constateert.

De namen „schakeling met gemeenschappelijke emissor, basis of collector" worden ook vaak gebruikt voor schakelingen die ingewikkelder zijn dan die van fig. 4*a*. Zo spreekt men in het praktisch veel voorkomende geval van *fig. 6*, waar een terugkoppelweerstand tussen collector en basis is aangebracht, van een schakeling met gemeenschappelijke

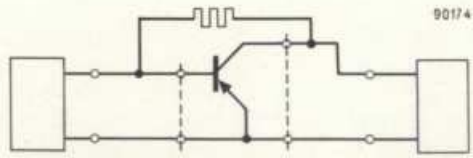


Fig. 6. Een in de praktijk veel voorkomende schakeling, waarbij zich tussen collector en basis een (grote) weerstand bevindt. Zonder toepassing van een kunstgreep is het hier niet mogelijk aan de transistor twee klemmenparen in de zin van noot [5]) te onderscheiden.

emissor, hoewel men aan de transistor geen klemmenparen in de zin van noot [5]) kan onderscheiden (althans niet zonder een kunstgreep toe te passen). In feite geeft men door het gebruik van de genoemde naam slechts te kennen dat men van plan is zich bij zijn beschouwingen te bedienen van de met deze naam verbonden stromen en spanningen en de relaties daartussen. Voor de vierpool die in fig. 6 tussen twee tweepolen is geschakeld en die bestaat uit de combinatie van transistor en weerstand, gelden natuurlijk karakteristieken die afwijken van die voor de transistor alleen. Hetzelfde geldt als men met modificaties van de schakelingen met gemeenschappelijke basis of collector te maken heeft en, mutatis mutandis, als bij buizen modificaties van de katode-, rooster- of anodebasisschakelingen optreden.

In het volgende zullen we in hoofdzaak de schakeling met gemeenschappelijke emissor bespreken, omdat deze, zij het veelal in gemodificeerde vorm (b.v. als in fig. 6), het meest wordt toegepast. Tevens zullen we ons beperken tot zo kleine variaties dat de transistor als lineair netwerkelement kan worden beschouwd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het aantal mogelijke karakteristiekenscharen dat de vier bij de schakeling met gemeenschappelijke emissor betrokken spanningen en stromen met elkaar verbindt, bedraagt nog 12 (nl. $\frac{1}{2} \times 4!/(4-3)!$, zie noot [4]). De meeste hiervan gebruikt men slechts incidenteel, naar behoefte en smaak, om de eigenschappen van transistors te onderzoeken of toe te lichten. Zo ziet men dat de uitgangskarakteristieken van fig. 5*b*, waarin — in tegenstelling met wat men bij buizen gewend is — de ingangsstroom, en niet de ingangsspanning als parameter optreedt, binnen een aanzienlijk gebied van stromen en spanningen opvallend recht en equidistant zijn. Dit betekent dat in dit gebied — mits men de ingangsstroom als drager van het ingangssignaal mag beschouwen (zg. stroomsturing) — de transistor slechts weinig vervorming introduceert. De ingangskarakteristieken (fig. 5*a*) daarentegen zijn sterk gekromd; dit zijn nl. — zoals uit de fysica van de transistor volgt (zie I) — exponentiële functies. Een sinusvormige ingangsstroom gaat dus, indien men zich niet beperkt tot kleine amplitudes, gepaard met een niet-sinusvormige ingangsspanning. Ten opzichte van de ingangsspanning als ingangssignaal (spanningssturing) kan dus een aanzienlijke vervorming optreden. Men zegt daarom wel dat een transistor in de eerste plaats een stroomversterker is. Om de situatie te overzien in het geval van spanningssturing — bij buizen is dit vrijwel het enige voorkomende geval —, kan men natuurlijk beter uitgangskarakteristieken tekenen met de ingangsspanning als parameter, en deze zullen een minder gunstige indruk geven van de lineariteit van een transistor. Voor grote waarden van I_b blijven echter ook de karakteristieken in fig. 5*b* niet equidistant, maar komen ze steeds dichter bij elkaar te liggen. Het is zelfs mogelijk de niet-lineariteit ten opzichte van de ingangsspanning en die ten opzichte van de ingangsstroom elkaar voor een groot deel te laten compenseren. De vervorming is in de tussenliggende gevallen, waarbij noch zuivere stroomsturing, noch zuivere spanningssturing optreedt, een gecompliceerd probleem, waarvan een volledige behandeling buiten het bestek van dit artikel valt.

De reden waarom men in de uitgangskarakteristieken van een transistor vrijwel steeds de ingangsstroom als parameter ziet optreden, is echter niet in de eerste plaats de kwestie van vervorming, maar hangt samen met de wijze waarop men de gewenste gelijkstroominstelling realiseert. Men gebruikt bij de keuze van het instelpunt juist de uitgangsgrafiek (fig. 5*b*) omdat men hierin gemakkelijk lijnen van constante vermogensdissipatie kan tekenen, nl. de hyperbolen $I_c \times V_{ce} =$ constant. (Het totale in de transistor gedissipeerde vermogen bedraagt immers $I_b \times V_{be} + I_c \times V_{ce}$, waarin de eerste term echter kan worden verwaarloosd.) Men kan dus voor iedere keuze direct zien of de dissipatie geen ontoelaatbaar grote waarde aanneemt. Ook krijgt men een indruk van de grootte der variaties van stroom en spanning om het instelpunt die men kan toestaan alvorens men ernstige vervorming kan verwachten. *Fig.* 7 toont een gebruikelijke methode om de gekozen waarden van I_c en V_{ce} in te stellen. De batterijspanning V_0 (6 V b.v.) is groot ten opzichte van de spanning V_{be} tussen basis en emissor (0,1 à 0,2 V) en dus is $R_b \approx V_0/I_b$. Om R_b te kunnen berekenen, moet men uit de grafiek dus I_b kunnen aflezen, d.w.z. I_b moet als parameter optreden.

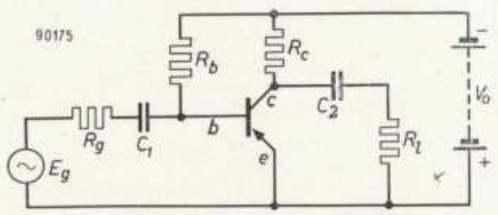


Fig. 7. Een mogelijke schakeling van een transistor met gemeenschappelijke emissor, met voorzieningen voor de gelijkstroominstelling. E_g e.m.k., R_g inwendige weerstand van de signaalbron, R_l belasting, C_1 en C_2 scheidingscondensatoren, R_b en R_c weerstanden voor de instelling van het werkpunt. V_0 batterijspanning. Voor wisselstromen is de transistor hier geschakeld als in fig. 6.

Transistorvierpoolparameters

Geeft men ingangsspanning en -stroom resp. aan met V_1 en I_1, en uitgangsspanning en -stroom met V_2 en I_2, dan zijn de karakteristiekenscharen van fig. 5*a* en *b* de grafische voorstellingen (voor de transistor in de schakeling met gemeenschappelijke emissor) van de relaties

$$V_1 = f(I_1, V_2), \quad \ldots\ldots \quad (1a)$$

$$I_2 = g(I_1, V_2). \quad \ldots\ldots \quad (1b)$$

Waarom we juist I_1 en V_2 als de onafhankelijke, V_1 en I_2 als afhankelijke variabelen laten optreden, zal later duidelijk worden (blz. 336). Zijn de variaties van de stromen en de spanningen om het instelpunt klein genoeg om het verband tussen deze variaties als lineair te mogen opvatten, dan is:

$$\Delta V_1 = \left(\frac{\partial V_1}{\partial I_1}\right)_{V_2} \Delta I_1 + \left(\frac{\partial V_1}{\partial V_2}\right)_{I_1} \Delta V_2,$$

$$\Delta I_2 = \left(\frac{\partial I_2}{\partial I_1}\right)_{V_2} \Delta I_1 + \left(\frac{\partial I_2}{\partial V_2}\right)_{I_1} \Delta V_2.$$

Hiervoor kunnen we, door invoering van symbolen waarvan de definities zonder nadere toelichting duidelijk zijn, schrijven:

$$v_1 = h_{11} i_1 + h_{12} v_2, \quad \ldots\ldots \quad (2a)$$

$$i_2 = h_{21} i_1 + h_{22} v_2. \quad \ldots\ldots \quad (2b)$$

De betekenis van de hierin voorkomende z.g. *h*-parameters kan men uit deze vergelijkingen direct aflezen. Stelt men $v_2 = 0$, d.w.z. houdt men V_2 constant, wat erop neerkomt dat de uitgang voor wisselstroom is kortgesloten, dan ziet men dat

$$h_{11} = \left(\frac{v_1}{i_1}\right)_{v_2=0} = \left\{ \text{ingangsweerstand bij kortgesloten uitgang.} \right.$$

$$h_{21} = \left(\frac{i_2}{i_1}\right)_{v_2=0} = \left\{ \text{stroomversterking bij kortgesloten uitgang; onder deze omstandigheid spreekt men gewoonlijk van de stroomversterkingsfactor.} \right.$$

Stelt men $i_1 = 0$, d.w.z. houdt men I_1 constant, wat erop neerkomt dat de ingangsketen voor wissel-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroom onderbroken is (open ingang), dan blijkt dat

$$h_{12} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)_{i_1=0} = \left\{\begin{array}{l}\text{de terugwerking van de uitgangs- op de ingangsspanning bij open ingang (spanningsterugwerkingsfactor).}\end{array}\right.$$

$$h_{22} = \left(\frac{i_2}{v_2}\right)_{i_1=0} = \left\{\begin{array}{l}\text{de uitgangsgeleiding (reciproke uitgangsweerstand) bij open ingang.}\end{array}\right.$$

De h-parameters kan men natuurlijk invoeren voor iedere vierpool en dus ook voor elke van de drie mogelijke vierpoolschakelingen van een transistor. In het volgende zullen we, indien het van belang is aan te geven dat de schakeling met gemeenschappelijke emissor wordt bedoeld, een index e rechts boven bij de h's plaatsen. (Voor de schakelingen met gemeenschappelijke basis of collector kunnen we deze e vervangen door een b of een c [6]).) De h-parameters danken hun naam aan de omstandigheid dat I_1 en V_2, dus een stroom en een spanning — en niet twee stromen of twee spanningen — als onafhankelijke variabelen optreden, wat hun een zeker tweeslachtig (*h*ybridisch) karakter geeft.

De relaties (2) blijven geldig indien i_1, i_2, v_1 en v_2 functies zijn van de tijd, mits de veranderingen zo langzaam plaats hebben, d.w.z. de frequenties zo laag zijn, dat voortdurend aan de door de statische karakteristieken gegeven verbanden (1) voldaan blijft. Wij beschouwen in dit artikel slechts zulke lage frequenties. Bij hogere frequenties kan men ook wel relaties van de vorm (2) opschrijven, maar dan zijn de h-parameters complexe getallen, die op gecompliceerde wijze afhangen van de frequentie. Bij lage frequenties zijn de h-parameters, blijkens hun betekenis als hellingen van krommen, reële getallen.

Wij zijn uitgegaan van de relaties (1), met I_1 en V_2 als onafhankelijke variabelen, omdat wij tot de h-parameters wilden komen. Van de variabelen I_1, I_2, V_1 en V_2 kan men echter op zes verschillende manieren een tweetal als onafhankelijke kiezen, en men krijgt dan ook zes verschillende stellen parameters voor dezelfde vierpool. Zoals altijd, hangt het af van het gestelde probleem welke keuze tot de eenvoudigste berekeningen leidt. Bij het ontwerpen van een eenvoudige versterker, met transistors geschakeld met gemeenschappelijke emissor, zijn, zoals wij nog zullen zien, de h^e-parameters zeer goed bruikbaar. Hierom, en ook omdat, zoals wij eveneens nader zullen bespreken (blz. 339), de h^e-parameters gemakkelijk door rechtstreekse wisselstroommetingen kunnen worden bepaald, worden van transistors vaak deze parameters gegeven. De parameterstellen zijn trouwens onderling afhankelijk: is één stel gegeven, dan kan men hieruit alle andere berekenen [7]).

In *tabel I* zijn de h^e-parameters gegeven voor de Philips transistors OC 70 en OC 71, beide met een gebruikelijke gelijkstroominstelling.

Tabel I. De h^e-parameters voor de Philips transistors OC 70 en OC 71 voor gebruikelijke gelijkstroominstellingen.

	OC 70 $V_{ce} = -2$ V $I_c = -0{,}5$ mA	OC 71 $V_{ce} = -2$ V $I_c = -3$ mA
h^e_{11}	2200 ohm	800 ohm
h^e_{12}	9×10^{-4}	$5{,}4 \times 10^{-4}$
h^e_{21}	30	47
h^e_{22}	23×10^{-6} mho	80×10^{-6} mho

Karakterisering van een vierpool door minder dan vier parameters

Er zijn verschillende gevallen waarin men een vierpool voldoende kan karakteriseren met slechts twee, of zelfs met slechts één parameter, in plaats van de vier die men in het algemeen nodig heeft. Om dit in te zien, denken we ons een generator, gekarakteriseerd door een e.m.k. E_0 en een inwendige weerstand R_i, welke generator is aangesloten op een uitwendige weerstand R_u. De geleverde stroom is $I = E_0/(R_i + R_u)$. Daar $E_0/R_i = I_k$ de kortsluitstroom is, kunnen we schrijven:

$$\frac{I}{I_k} = \frac{1}{1 + R_u/R_i}. \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Voor de klemspanning V geldt $V = IR_u$, zodat

$$\frac{V}{E_0} = \frac{R_u/R_i}{1 + R_u/R_i}. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

In *fig. 8* zijn I/I_k en V/E_0 uitgezet als functie van R_u/R_i, waarbij voor de abscis zowel als voor de ordinaat een logaritmische schaal is gebruikt. Op deze manier komt namelijk goed uit dat men globaal drie gebieden voor R_u/R_i kan onderscheiden, in de figuur aangeduid met I, II en III. Is R_u klein ten opzichte van R_i (gebied I), dan is de stroom vrijwel constant en gelijk aan de kortsluitstroom. Is daaren-

[6]) Veelal wordt een accent gebruikt om aan te duiden dat men de schakeling met gemeenschappelijke emissor op het oog heeft, terwijl de h-parameters zonder accent betrekking hebben op de schakeling met gemeenschappelijke basis. Men mist dan echter de mogelijkheid de h-parameters te gebruiken voor een willekeurige vierpool.

[7]) Tabellen van herleidingsformules vindt men b.v. in: R. F. Shea, Principles of transistor circuits, Wiley & Sons, New York 1953, blz. 335.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tegen R_u groot ten opzichte van R_i (gebied *II*), dan is juist de klemspanning vrijwel constant en gelijk aan de e.m.k. In het tussenliggende gebied *III* is de situatie gecompliceerder.

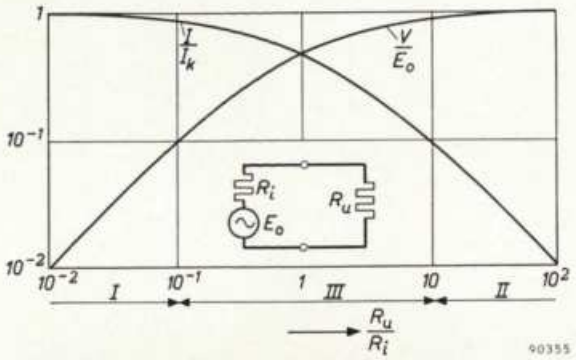


Fig. 8. Stroom en klemspanning van een generator die een e.m.k. E_0 en een inwendige weerstand R_i, bezit en die is aangesloten op een uitwendige weerstand R_u, als functie van R_u/R_i. Langs beide assen zijn de schalen logaritmisch. In gebied *I* is de stroom vrijwel gelijk aan de kortsluitstroom I_k, in gebied *II* is de klemspanning vrijwel gelijk aan de e.m.k. E_0, in gebied *III* is de toestand gecompliceerder.

De vier gevallen met één belangrijke parameter

Deze simpele beschouwingen passen wij toe op een vierpool. Aan de ingang hiervan bevindt zich een signaalbron (e.m.k. E_g, inwendige weerstand R_g), aan de uitgang fungeert een weerstand R_l als belasting. Bij de ingangsklemmen zien wij dus een generator (de signaalbron) aangesloten op een uitwendige weerstand gevormd door de ingangsweerstand r_i van de met R_l afgesloten vierpool (r_i is hierbij nog een functie van R_l). Bij de uitgangsklemmen zien wij een generator (de vierpool met de signaalbron als geheel) aangesloten op een uitwendige weerstand R_l. De inwendige weerstand van laatstgenoemde generator is wat men gewoonlijk de uitgangsweerstand r_u van de vierpool noemt (r_u is nog een functie van R_g).

De situatie kan zodanig zijn dat men zich, zowel wat de ingang als wat de uitgang betreft, in het gebied *I* bevindt. Dan is de ingangsstroom i_1 van de vierpool gelijk aan de kortsluitstroom van de signaalbron en dus, wat de vierpool betreft, een uitwendig gegeven grootheid. De uitgangsstroom van de vierpool i_2 is gelijk aan de uitgangskortsluitstroom en volgens (2) — waarin nu $v_2 \approx 0$ — dus gelijk aan $h_{21}i_1$. Men behoeft in dit geval dus slechts h_{21}, d.w.z. de stroomversterkingsfactor, te kennen om de werking van de vierpool te beschrijven [8]). Dit geval doet zich, zoals wij op blz. 339 aan een voorbeeld zullen laten zien, voor bij rechtstreeks in cascade geschakelde transistors in de schakeling met gemeenschappelijke emissor. Het verklaart waarom men bij transistors zoveel nadruk op de stroomversterkingsfactor pleegt te leggen en het is tevens een goede reden om ter karakterisering van de transistor een stel vierpoolparameters te kiezen waarvan de stroomversterkingsfactor h_{21} deel uitmaakt. Uit de definitie van deze factor, nl. $h_{21} = (\partial I_2/\partial I_1)_{V_2}$, ziet men dat men I_1 en V_2 als onafhankelijke variabelen moet kiezen om dit te bereiken.

De drie andere situaties waarbij men met één parameter uitkomt, kan men als volgt samenvatten: ingang in *II*, uitgang in *I*; ingang en uitgang beide in *II*; en ten slotte, ingang in *I* en uitgang in *II*.

Een nader onderzoek van deze situaties werpt een verhelderend licht op de verschillen tussen transistors, pentodes en triodes. In de situatie „ingang in *II*, uitgang in *I*" is de ingangsspanning v_1 een gegeven grootheid (nl. de e.m.k. van de signaalbron), terwijl de uitgangsstroom gelijk is aan de kortsluitstroom. Daar deze kortsluitstroom gegeven wordt door $i_2 = v_1(\partial I_2/\partial V_1)_{V_2}$, is het gedrag van de vierpool geheel bepaald door de parameter $(\partial I_2/\partial V_1)_{V_2} = S$, de steilheid. Dit geval treedt in de praktijk op bij normaal geschakelde pentodes, waarbij men dan ook op de steilheid de meeste nadruk pleegt te leggen. Tot het stel vierpoolparameters waarvan S deel uitmaakt, komt men, zoals volgt uit de definitie van S, door V_1 en V_2 als onafhankelijke variabelen te kiezen.

In de situatie „ingang en uitgang beide in *II*", is — als in het voorgaande geval — v_1 gelijk aan de e.m.k. van de signaalbron en dus gegeven. De uitgangsspanning heeft de waarde die optreedt bij open uitgang, dus bij $i_2 \approx 0$, d.w.z. bij I_2 constant; er geldt derhalve $v_2 = v_1(\partial V_2/\partial V_1)_{I_2}$. De belangrijke parameter is $(\partial V_2/\partial V_1)_{I_2} = \mu$, de spanningsversterkingsfactor. Dit geval doet zich vaak voor bij normaal geschakelde triodes, waarbij immers de inwendige weerstand veel kleiner is dan bij pentodes. Klaarblijkelijk behoort μ tot het stel parameters dat men vindt als V_1 en I_2 als onafhankelijke variabelen worden gekozen.

In de vierde en laatste eenvoudige situatie, nl. „ingang in *I* en uitgang in *II*", is $v_2 = i_1(\partial V_2/\partial I_1)_{I_2}$, zodat $(\partial V_2/\partial I_1)_{I_2}$ de belangrijke parameter is; deze behoort tot het stel dat men vindt bij keuze van I_1 en I_2 als onafhankelijke variabelen. Deze situatie kan optreden bij een triode in roosterbasisschakeling.

Een geval met twee belangrijke parameters

Van de gevallen waarbij twee vierpoolparameters belangrijk zijn, bespreken wij de situatie „ingang in *III*, uitgang in *I*". Dit geval doet zich veelal voor bij transistors in de schakeling met gemeenschappelijke emissor, gebruikt in eenvoudige versterkers met weerstandskoppeling tussen de opeenvolgende versterktrappen (zie blz. 339). De uitgang is vrijwel kortgesloten ($v_2 \approx 0$) en de uitgangsstroom is dus $i_2 = h_{21}^e i_1$. Dat we ons aan de ingang in gebied *III* bevinden, betekent dat de ingangsweerstand van de

[8]) Strikt genomen behoeft deze redenering niet altijd juist te zijn; de „terugwerking", die door h_{12} tot uitdrukking komt, kan de redenering op losse schroeven zetten. Wij willen op deze plaats het betoog voor deze verfijning niet onderbreken, maar komen er later op terug.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

transistor — dit is, daar $v_2 \approx 0$, de ingangsweerstand bij kortgesloten uitgang h^e_{11}, zie (2a) [9] — niet verwaarloosbaar is ten opzichte van de bronweerstand R_g. De ingangsstroom kunnen we nu berekenen uit $i_1 = E_g/(R_g + h^e_{11})$. Nu dienen we dus zowel h^e_{11} als h^e_{21}, dat zijn resp. de ingangsweerstand bij kortgesloten uitgang en de stroomversterkingsfactor, te kennen om te weten wat we van onze transistor kunnen verwachten. Beide belangrijke parameters behoren weer tot de h-parameters.

In- en uitgangsweerstand, stroom-, spannings- en vermogensversterking

Berekening en grafische voorstelling

In het voorgaande is reeds gebleken dat voor het gedrag van een vierpool de ingangsweerstand r_i en de uitgangsweerstand r_u belangrijke grootheden zijn. Is de vierpool gegeven door zijn h-parameters (of door enig ander stel parameters), dan kan men

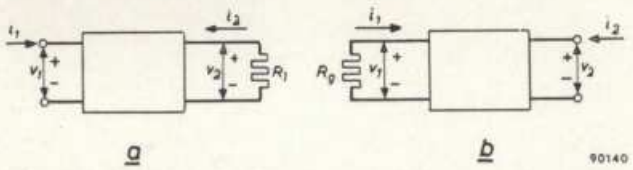


Fig. 9. Schema's ter berekening van de ingangsweerstand r_i van een met een weerstand R_l belaste vierpool (a) en ter berekening van de uitgangsweerstand r_u van deze vierpool als de generator een inwendige weerstand R_g bezit (b).

r_i en r_u gemakkelijk berekenen. r_i is de vervangweerstand van de in *fig. 9a* voorgestelde tweepool. Uit deze figuur volgt:

$$v_2 = -i_2 R_l. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Door uit deze vergelijking en de vergelijkingen (2) i_2 en v_2 te elimineren, vindt men r_i $(= v_1/i_1)$ als functie van de belastingsweerstand R_l [10]). De resulterende formules zijn opgenomen in *tabel II* en, voor een praktisch voorbeeld (nl. de Philips transistor OC 71 in de schakeling met gemeenschappelijke emissor), grafisch voorgesteld in *fig. 10a*.

De uitgangsweerstand r_u is de vervangweerstand van de in fig. 9b voorgestelde tweepool. Hier geldt:

$$v_1 = -i_1 R_g. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Eliminatie van i_1 en v_1 uit (6) en (2) levert r_u $(= v_2/i_2)$ als functie van de bronweerstand R_g (zie tabel II en fig. 10b).

[9]) Hier moet weer het voorbehoud worden gemaakt dat in noot [8]) is genoemd.

[10]) Wij beperken ons tot de gevallen waarbij R_l en R_g reëel zijn (zuivere weerstanden). Daar, bij de onderstelde lage frequenties, de h-parameters eveneens reëel zijn, vinden we ook voor r_i en r_u reële waarden.

We interesseren ons, daar we het gebruik van de vierpool als versterker in gedachten hebben, speciaal voor de stroom-, de spannings- en de vermogensversterking, resp. A_i, A_v en G genoemd. Eliminatie uit de vergelijkingen (5) en (2) van v_1 en v_2, resp. van i_1 en i_2, levert $A_i (= i_2/i_1)$, resp. A_v $(= v_2/v_1)$. Bij de geldende afspraak omtrent de tekens van spanningen en stromen is het aan de ingangszijde van de vierpool opgenomen vermogen $P_1 = i_1 v_1$, en het aan de uitgangszijde afgegeven vermogen $P_2 = -i_2 v_2$. Voor de vermogensversterking geldt dus $G = -A_i A_v$.

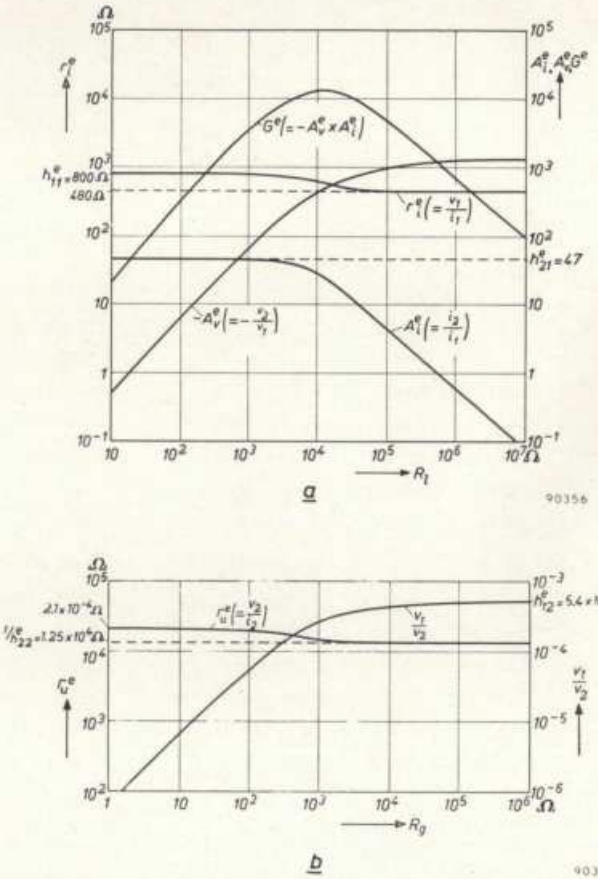


Fig. 10. Enige belangrijke grootheden voor de Philips transistor OC 71 in de schakeling met gemeenschappelijke emissor (vandaar de indices e rechts boven). Logaritmische schalen langs alle assen. Gelijkstroominstelling: $I_e = -3$ mA, $V_{ce} = -2$ V.
a) Ingangsweerstand r^e_i, stroomversterking A^e_i, spanningsversterking A^e_v (uitgezet is $-A^e_v$, daar bij de geldende tekenafspraak $A^e_v < 0$) en vermogensversterking G^e, als functie van de belastingsweerstand R_l.
b) Uitgangsweerstand r^e_u en spanningsterugwerking v_1/v_2, als functie van de bronweerstand R_g.

Ook voor A_i, A_v en G zijn de formules opgenomen in tabel II, en, voor de transistor OC 71, geschakeld met gemeenschappelijke emissor, zijn deze grootheden grafisch voorgesteld als functie van R_l in fig. 10a.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel II. Links: enige belangrijke grootheden voor een vierpool, uitgedrukt in de h-parameters, de belastingsweerstand R_l en de bronweerstand R_g, nl. de ingangs- en de uitgangsweerstand, resp. r_i en r_u; de stroom- de spannings- en de vermogensversterking, resp. A_i, A_v en G, en de maximale waarde van de vermogensversterking G_{max}. Rechts: dezelfde grootheden voor het geval dat er geen terugwerking is ($h_{12} = 0$). p is afkorting van $h_{12}h_{21}/h_{11}h_{22}$.

$r_i = h_{11}\left(1 - p\,\frac{h_{22}R_l}{1 + h_{22}R_l}\right)$	$r_i = h_{11}$
$r_u = \frac{1}{h_{22}\left(1 - p\,\frac{1}{1 + R_g/h_{11}}\right)}$	$r_u = \frac{1}{h_{22}}$
$A_i = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_l}$	$A_i = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_l}$
$A_v = \frac{1}{h_{12}\left\{1 - \frac{1}{p}\left(1 + \frac{1}{h_{22}R_l}\right)\right\}}$	$A_v = -\frac{h_{21}}{h_{11}h_{22}(1 + h_{22}R_l)}$
$G = \frac{h_{21}}{h_{12}}\,\frac{ph_{22}R_l}{\{1 + h_{22}R_l\}\{(1-p)h_{22}R_l + 1\}}$	$G = \frac{h_{21}^2}{h_{11}h_{22}}\,\frac{h_{22}R_l}{(1 + h_{22}R_l)^2}$
$G_{max} = \frac{h_{21}^2}{h_{11}h_{22}}\,\frac{1}{(1 + \sqrt{1-p})^2}$	$G_{max} = \frac{h_{21}^2}{4h_{11}h_{22}}$
(G_{max} treedt op als $h_{22}R_l = 1/\sqrt{1-p}$)	(G_{max} treedt op als $h_{22}R_l = 1$)

De betrekkelijke gecompliceerdheid van de formules (tabel II) is in hoofdzaak een gevolg van de terugwerking, welke door h_{12} tot uiting komt. De vereenvoudiging die optreedt indien er geen terugwerking zou zijn, wordt gedemonstreerd door de eveneens in tabel II opgenomen formules voor het geval dat $h_{12} = 0$. In- en uitgangsweerstand zijn dan constanten van de transistor; r_i hangt niet meer af van de belasting, r_u niet meer van de signaalbron.

Gevolgtrekkingen uit de grafische voorstellingen

We denken ons drie transistors T_1, T_2 en T_3 van het type OC 71, in de schakeling met gemeenschappelijke emissor (gelijkstroominstelling: $I_c = -3$ mA, $V_{ce} = -2$ V), rechtstreeks in cascade geschakeld (*fig. 11a*). T_2 bevindt zich dus tussen twee andere transistors in. De uitgangsweerstand $r_u^e(T_1)$ van T_1 is bronweerstand $R_g(T_2)$ voor T_2. Daar $r_u^e(T_1)$ — naar gelang van de bronweerstand $R_g(T_1)$ — ligt tussen $2{,}1\times10^4$ Ω en $1{,}25\times10^4$ Ω (zie fig. 11*b*), volgt uit fig. 11*d* (gearceerde gebied) dat $r_u(T_2) = 1{,}25\times10^4$ Ω. Daar $r_u(T_2) = R_g(T_3)$, lezen we vervolgens in fig. 11*f* af dat ook $r_u^e(T_3) = 1{,}25\times10^4$ Ω.

De ingangsweerstand $r_i^e(T_3)$ van T_3 ligt — naar gelang van de belasting $R_l(T_3)$ — tussen 800 Ω en 480 Ω (zie fig. 11*g*). Uit fig. 11*e* (gearceerde gedeelte) volgt dan, daar $r_i^e(T_3) = R_l(T_2)$, dat $r_i^e(T_2) = 800$ Ω. Vervolgens gebruik makend van $r_i^e(T_2) = R_l(T_1)$, lezen we af in fig. 11*c* dat ook $r_i^e(T_1) = 800$ Ω.

Fig. 11*c* leert dat de ingangsweerstand en de stroomversterking van T_1 de waarden hebben die gelden bij kortgesloten uitgang, d.w.z. dat zij resp. gelijk zijn aan h_{11}^e en h_{21}^e. Van T_1 behoeft men derhalve alleen deze twee h^e-parameters te kennen. Beschikt men over de gegevens van de signaalbron, dan kan men nu immers de ingangsstroom van T_1 berekenen, om vervolgens door vermenigvuldiging met h_{21}^e (de stroomversterkingsfactor) de uitgangsstroom te vinden. Deze uitgangsstroom van T_1 is de ingangsstroom van T_2. Fig. 11*e* leert dat ook voor T_2 de stroomversterking gegeven wordt door h_{21}^e; simpele vermenigvuldiging hiermee (h_{11}^e behoeven we hier niet te kennen) levert dus de uitgangsstroom van T_2 ,welke tegelijkertijd de ingangsstroom is van T_3. Weten we bovendien dat $R_l(T_3)$ kleiner is dan b.v. 1000 Ω, wat dikwijls het geval zal zijn, dan is volgens fig. 11*g* ook hier de stroomversterking gelijk aan h_{21}^e. Door nogmaals hiermee te vermenigvuldigen, vinden we dan de uitgangsstroom van T_3. Is R_l (T_3) zo groot dat A_i merkbaar kleiner wordt dan h_{21}^e, dan zou men, volgens de formule voor A_i in tabel II, behalve h_{21}^e ook h_{22}^e moeten kennen om A_i, en daarmee de uitgangsstroom van T_3, te kunnen berekenen.

Bij met weerstanden gekoppelde versterktrappen bevinden zich tussen de verschillende transistors de koppelweerstanden R_k (*fig. 12*). De scheidingscondensatoren onderstellen we eenvoudigheidshalve zo groot dat zij voor wisselstromen een kort-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sluiting vormen. Dit betekent dat aan de belastingsweerstand, gevormd door de volgende transistor, de koppelweerstand parallel is geschakeld. De totale belastingsweerstand is dus afgenomen en we kunnen dus met nog meer zekerheid zeggen dat stroomversterking en ingangsweerstand de bij kortgesloten uitgang geldende waarden h^e_{21} en h^e_{11} hebben. De uitgangsstroom van T_1 kan dus worden berekend op dezelfde wijze als hierboven werd uiteengezet, maar deze uitgangsstroom is niet meer de ingangsstroom van T_2. Om deze ingangsstroom te weten te komen, moet men berekenen hoe de uitgangsstroom van T_1 zich verdeelt over de koppelweerstand en de ingangsweerstand van T_2, waartoe kennis van deze laatste, d.i. h^e_{11}, noodzakelijk is. In de onderstelling dat $R_l(T_3) < 1000\ \Omega$, geldt natuurlijk hetzelfde voor de berekening van de ingangsstroom van T_3.

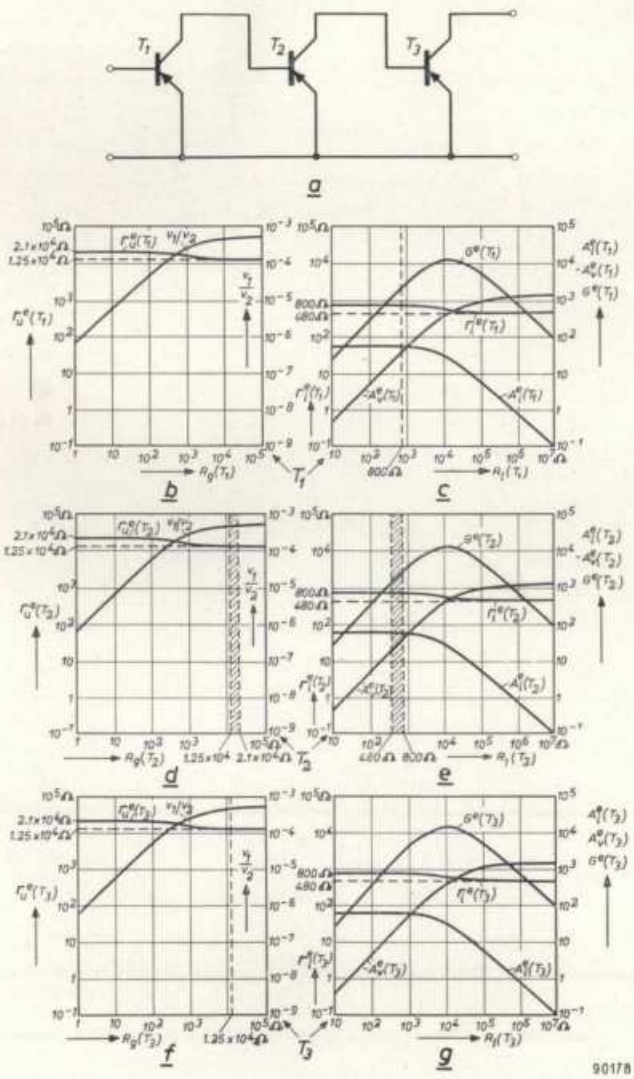


Fig. 11. Overzicht van de situatie bij drie transistors T_1, T_2 en T_3 van het type OC 71, die, in de schakeling met gemeenschappelijke emissor, rechtstreeks in cascade zijn geschakeld (*a*). De krommen in *b*, *d* en *f* zijn identiek met die in fig. 10*b*; zij hebben betrekking op de situatie aan de ingang van resp. T_1, T_2 en T_3. De krommen in *c*, *e* en *g* zijn identiek met die in fig. 10*a*; deze hebben betrekking op de situatie aan de uitgang van resp. T_1, T_2 en T_3. Er is aangegeven wat men van deze situaties kan zeggen indien de bronweerstand van T_1 en de belastingsweerstand van T_3 onbekend zijn.

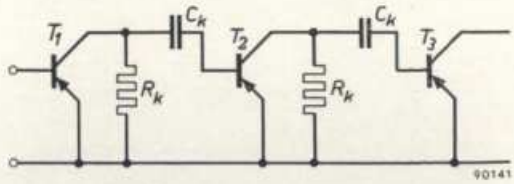


Fig. 12. Drie met weerstanden R_k gekoppelde transistors. C_k scheidingscondensatoren.

We hadden tot dezelfde conclusies kunnen komen door gebruik te maken van fig. 8, waarin we, met behulp van de boven gevonden getalwaarden, de situaties aan in- en uitgang van de drie transistors kunnen onderzoeken.

De twee behandelde voorbeelden demonstreren het belang van de stroomversterkingsfactor in de eerste plaats, en dat van de ingangsweerstand bij kortgesloten uitgang in de tweede plaats.

Nog een belangrijk punt dat men met de grafieken van fig. 10 kan toelichten, is dat men de h^e-parameters zonder moeite rechtstreeks kan meten bij een lage frequentie van b.v. 1000 Hz (waarbij de statische karakteristieken nog worden gevolgd). Hiervoor zijn in principe metingen nodig bij open ingang en bij kortgesloten uitgang. Een echte onderbreking van de ingangsketen zou ons, evenals een echte kortsluiting van de uitgang, in conflict brengen met de voor de gelijkstroominstelling nodige voorzieningen. Men behoeft echter R_g niet bijzonder groot, noch R_l bijzonder klein te maken om reeds het effect van een open ingang, resp. van een kortgesloten uitgang te bereiken. Uit fig. 10 blijkt dat voor het voorbeeld van de OC 71 een waarde van $R_g > 5000\ \Omega$, resp. van $R_l < 1000\ \Omega$, reeds voldoende zou zijn. Bij metingen aan een onbekende transistor weet men natuurlijk niet van te voren waar deze grenzen liggen. Men doet dan metingen bij toenemende R_g, resp. afnemende R_l, totdat de waarden van v_1/v_2 en i_2/v_2, resp. v_1/i_1 en i_2/i_1, niet meer veranderen.

Terugwerking

In noot [8]) werd een voorbehoud gemaakt bij de conclusie dat $i_2 = h_{21}i_1$, die zou gelden als we ons aan in- en uitgang in gebied *I* (zie fig. 8) bevinden, en volgens welke dus, in dit geval, de stroomversterkingsfactor voldoende zou zijn om een vierpool te beschrijven. De moeilijkheid waarop wij doelden, is de volgende. Stel dat R_g en R_l zodanige waarden hebben dat we ons inderdaad aan in- en uitgang in gebied *I* bevinden. Maken we nu R_l (dat is R_u in fig. 8 als we de situatie aan de uitgang beschouwen) kleiner, dan schuiven we wat de uitgang betreft verder het gebied *I* binnen en i_2 verandert dus niet bij deze manipulatie. Echter is r_i een functie van R_l. Dit is een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gevolg van de terugwerking, want is deze nul, d.w.z. is $h_{12} = 0$, dan volgt uit de formule voor r_i in tabel II dat $r_i = h_{11} =$ constant. Neemt nu r_i (dat is R_u in fig. 8 als we de situatie aan de ingang beschouwen) toe bij afnemende R_l, dan schuiven we wat de ingang betreft in fig. 8 naar rechts. Het is dus denkbaar dat we aan de ingang het gebied I hebben verlaten als $R_l = 0$ is geworden. Dan is i_1 echter niet meer de kortsluitstroom van de signaalbron, maar kleiner. De waarde die wij voor i_2 zouden vinden door de kortsluitstroom van de signaalbron te vermenigvuldigen met de stroomversterkingsfactor h_{21}, is dan te groot. Bij transistors in de schakeling met gemeenschappelijke emissor kan de gesignaleerde complicatie niet optreden; daar neemt r_i steeds toe als R_l afneemt (zie het voorbeeld van de OC 71 in fig. 10*a*). Gebruikt men echter een transistor in de schakeling met gemeenschappelijke basis, dan neemt r_i inderdaad af als R_l afneemt. Het zou ons echter te ver voeren op deze plaats dieper op deze kwesties in te gaan.

Soortgelijke overwegingen gelden voor de andere op blz. 336 behandelde gevallen. De overzichtelijke indeling van de bij vierpolen optredende mogelijkheden met behulp van fig. 8 is dus eigenlijk slechts mogelijk als men de terugwerking verwaarloost. Bij een buis in normale schakeling (d.i. katodebasisschakeling) is er bij lage frequenties geen terugwerking. Deze omstandigheid, en het feit dat hier de ingangsstroom nul is, zijn de oorzaken dat, bij een behandeling als lineaire, actieve netwerkelementen, buizen zoveel eenvoudiger zijn dan transistors.

Vermogensversterking en waardering van een versterker

Men gebruikt in het algemeen een versterker wanneer men over een groter vermogen wenst te beschikken dan zonder versterker mogelijk is. De vermogensversterking G is echter in de meeste gevallen geen goede maat ter waardering van de prestaties van een versterker in een gegeven situatie. Dit komt bijzonder duidelijk tot uiting in het extreme geval dat zich voordoet bij buizen (gedacht wordt aan ontvangbuizen in normale, dus katodebasisschakeling). Hier is de ingangsstroom verwaarloosbaar klein en het bij de ingang opgenomen vermogen P_1 dus eveneens. Daar het afgegeven vermogen P_2 eindig is, is G vrijwel oneindig groot. Dit wil echter geenszins zeggen dat iedere buis een bijzonder goede versterker is; het blijft immers een open vraag of het vermogen dat de buis aflevert, groter is dan het vermogen dat de signaalbron zonder tussenkomst van de buis zou hebben geleverd. Bij buizen komt de vermogensversterking dan ook nauwelijks ter sprake. Bij transistors daarentegen, waar de ingangsstroom nooit nul is, kan men er wel zinvol over spreken, en in fig. 10*a* is G dan ook uitgezet als functie van R_l, daar deze kromme soms van nut kan zijn bij het ontwerpen van versterkers. Maar ook bij transistors is G niet alleen bepalend voor de merites van de versterker: ook hier blijft immers de bedoelde vraag open. Er geldt $P_2 = GP_1$, en indien P_1 klein is, door een slechte aanpassing van de signaalbron aan de transistor, is het zeer wel mogelijk dat men bij een kleinere waarde van G, maar bij een betere aanpassing aan de ingang, een groter vermogen P_2 beschikbaar krijgt.

Een beter waarderingscijfer krijgt men, door het effect van de versterker, geschakeld tussen een signaalbron S en een belasting R_l, te vergelijken met dat van een ideale aanpassingstransformator, dus door het quotiënt te bepalen van het vermogen dat men met behulp van de versterker aan R_l toevoert, en het vermogen dat men onder de gunstigste omstandigheden, doch zonder versterker, aan R_l zou kunnen toevoeren. Dit waarderingscijfer noemt men wel de „bedrijfsversterking" (Engels „operating gain" of ook wel „transducer gain"). Wij vestigen er speciaal de aandacht op dat bij de definitie van de bedrijfsversterking twee schakelingen betrokken zijn: een met en een zonder versterker. Eigenlijk heeft men hier dus niet te maken met versterking in de gebruikelijke betekenis, wat wèl het geval is b.v. wel in het woord „vermogensversterking".

Het begrip bedrijfsversterking is zinvol voor iedere versterker — dus ook voor buizen —, mits de versterker in verband met zijn signaalbron en zijn belasting wordt beschouwd; het is geen grootheid die men voor een versterker op zichzelf kan opgeven. Dit komt ook in de naam tot uiting.

Bij gegeven signaalbron bereikt de bedrijfsversterking een maximum als de versterker en de belasting aan elkaar zijn aangepast. Deze „bedrijfsversterking bij aangepaste uitgang" heet in de Amerikaanse literatuur „available gain". Men kan echter nog verder gaan en ook bij de ingang aanpassen; dan krijgt men de „bedrijfsversterking bij aangepaste ingang en uitgang". Dit is de maximale bedrijfsversterking, welk getal in de Amerikaanse literatuur „maximum available gain" wordt genoemd. Dit getal is, zoals men zonder veel moeite kan inzien, gelijk aan de maximale vermogensversterking G_{max} (tabel II), en het is dus een grootheid die men voor een versterker op zichzelf kan opgeven. Ook voor een enkele transistor kan men dit doen; voor de transistor OC 71 in de schakeling met gemeenschappelijke emissor is deze grootheid ca. 10 000, d.i. ca. 40 dB.

Bij een transistor kan men deze maximale bedrijfsversterking in de praktijk inderdaad realiseren, maar dit impliceert meestal het gebruik van aanpassingstransformatoren aan in- en uitgang. Bij een buis is de maximale bedrijfsversterking vrijwel oneindig groot, maar aangezien aanpassing aan de ingang toch niet mogelijk is, is dit feit niet van praktisch belang. Ook bij transistors zal men, met het oog op omvang en prijs, dikwijls niet zijn toe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vlucht nemen tot transformatoren, maar liever een of meer transistors extra gebruiken.

Zoals vanzelf spreekt, behoeft men als vergelijkingsobject niet de schakeling te kiezen waarin de versterker is vervangen door een (ideale) aanpassingstransformator. Soms kiest men als vergelijkingsobject de signaalbron rechtstreeks aangesloten op de belasting. Het dan verkregen waarderingscijfer noemt men meestal de „tussenschakelversterking" (Engels „insertion gain"). Evenals bij de bedrijfsversterking heeft het woord „versterking" hier een ongebruikelijke betekenis.

De eigenschappen van een transistor als lineair actief netwerkelement veranderen met het gelijkstroominstelpunt. In een vervolg op het onderhavige artikel zal dit nader worden onderzocht aan de hand van een elektrisch vervangschema waarvan de elementen rechtstreeks samenhangen met de fysische werking van de transistor (een zg. fysisch vervangschema). Daarnaast zal in dit vervolg de gelegenheid worden aangegrepen vervangschema's voor transistors meer algemeen te bespreken. In een derde gedeelte zullen ten slotte de voor transistors zo belangrijke temperatuureffecten in verband met de gelijkstroominstelling worden behandeld.

Samenvatting. Men kan de eigenschappen van een transistor bij lage frequenties vastleggen met een tweetal karakteristiekenscharen, die men op vele manieren kan kiezen. Evenals andere netwerkelementen met drie aansluitingen (b.v. versterkbuizen) kan men een transistor op drie manieren als vierpool schakelen; de drie mogelijkheden zijn resp. bekend als de schakelingen met gemeenschappelijke emissor, basis of collector. De overeenkomst met buizenschakelingen wordt besproken. Zijn slechts kleine signalen in het spel, dan kan men een actieve vierpool opvatten als een lineair actief netwerkelement, dat men kan karakteriseren met vier zg. vierpoolparameters. Bij transistors kiest men voor eenvoudige gevallen vaak de zg. *h*-parameters. Hierbij drukt men de ingangsspanning en de uitgangsstroom uit in de ingangsstroom en de uitgangsspanning. Met voorbeelden wordt het nut van de *h*-parameters toegelicht, waarbij gebruik wordt gemaakt van grafieken van de ingangsweerstand en de stroomversterking als functie van de belastingsweerstand en van de uitgangsweerstand als functie van de bronweerstand. De vermogensversterking die bij een transistor een bruikbaar begrip is, in tegenstelling tot het geval van normaal geschakelde ontvangbuizen, is op zichzelf meestal nog geen goede maat voor de prestatie van een versterker. Een betere maat is de zg. bedrijfsversterking.

In een tweetal vervolgartikelen zullen de invloed van de gelijkstroominstelling op de eigenschappen van een transistor en temperatuureffecten in verband met de gelijkstroominstelling ter sprake komen.

SCHAKELTIJDEN BIJ FERRIETEN MET RECHTHOEKIGE HYSTERESISLUS

door H. van der HEIDE, H. G. BRUIJNING en H. P. J. WIJN.

621.317.4:538.23:621.318.134

Ferrieten met rechthoekige hysteresislus worden o.a. gebruikt voor magneetkernen in geheugenschakelingen van elektronische rekenmachines. Het is voor deze toepassing gewenst het proces van de omkering van de magnetisatie door stroomimpulsen als functie van de tijd te kennen. In dit artikel wordt een meetmethode voor het onderzoek van dit proces beschreven. Enkele resultaten worden meegedeeld en de mogelijke interpretatie daarvan wordt besproken.

Dit artikel handelt over ferrietkernen met rechthoekige hysteresislus, die worden toegepast in snelle rekenmachines. Het kan gezien worden als een vervolg op een voorafgaand artikel over dit onderwerp [1]). In het bedoelde artikel werden vrijwel alleen statische eigenschappen bekeken, terwijl we ons hier willen bezighouden met het dynamische gedrag. De bedoelde ferrietkernen (*fig. 1a*) worden namelijk in de praktijk bekrachtigd met snelle stroomimpulsen, die min of meer blokvormig zijn, d.w.z. in korte tijd (gewoonlijk 0,2 microseconde) een zekere waarde bereiken, enige tijd constant blijven en dan weer snel nul worden. Laat men nu een dergelijke stroomimpuls, waarvan fig. 1*b* een schematisch voorbeeld geeft, een magnetisch veld in een ferriet opwekken, dan kan in de meeste gevallen de als gevolg van dit veld optredende magnetisatieverandering de stroomtoeneming geenszins bijhouden: deze verandering begint pas goed merkbaar te worden als de stroom (het veld) reeds enige tijd zijn maximale waarde bereikt heeft.

De magnetisatieverandering in de ring bestaat meestal in het omkeren van de magnetisatie, in het vervolg kortweg aangeduid met „omkeren", bij voorbeeld van negatieve remanentie naar de positieve magnetisatie, behorende bij het aangelegde magnetische veld. De uiteindelijke magnetisatieverandering die optreedt als de stroomimpuls is afgelopen, is, in de gevallen waarin wij hier geïnteresseerd zijn, altijd symmetrisch ten opzichte van nul, dus b.v. van negatieve remanentie naar positieve remanentie.

[1]) H. P. J. Wijn, E. W. Gorter, C. J. Esveldt en P. Geldermans, Voorwaarden voor een rechthoekige hysteresislus bij ferrieten, Philips techn. T. **16**, 124-133, 1954; in het vervolg aangeduid met I.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zoals vanzelf spreekt, moet de tijdsduur van de stroomimpuls langer zijn dan de voor het bovengenoemde omkeren nodige tijd, die de „omkeertijd" wordt genoemd (in de literatuur ook wel aangeduid met schakeltijd, omklaptijd; Engels: switching time). Vergroot men de amplitude van de stroomimpuls, dan gaat het omkeren uiteraard sneller en wordt dus de omkeertijd korter.

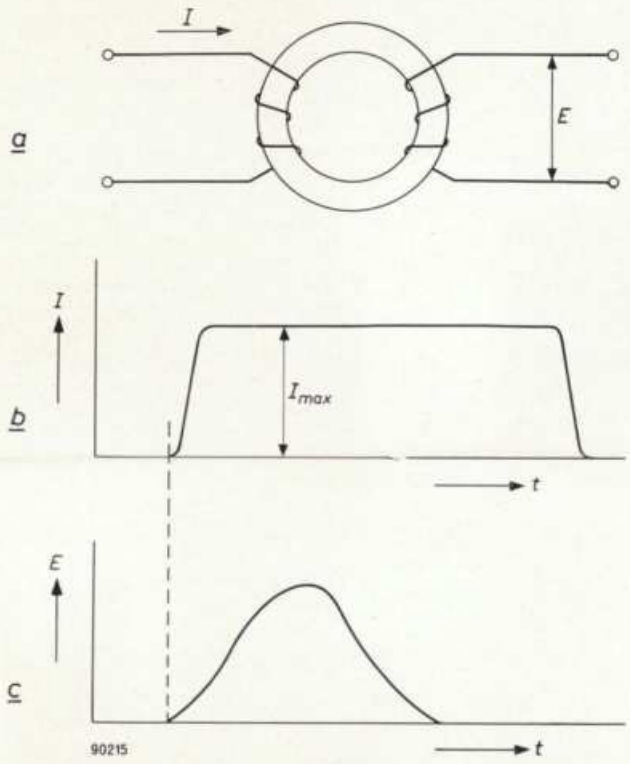


Fig. 1. Ferrietring (*a*) met twee wikkelingen. Stuurt men door de ene wikkeling een stroomimpuls (*b*), dan kan men aan de andere wikkeling een spanningsimpuls (*c*) waarnemen.

Bij verkleining van de amplitude neemt de omkeertijd toe. Het is echter niet zo dat bij afnemend veld de omkeertijd voortdurend langer wordt: immers, als het magnetische veld te zwak is, b.v. kleiner dan de coërcitieve veldsterkte van het ferriet, dan is de omkering onvolledig en ten slotte geheel onmogelijk. Hierop berust juist het praktische gebruik van de ferrietkernen (zie I). De tijd voor het „gedeeltelijk omkeren", zoals dit bij kleine veldsterkten optreedt, blijkt weer korter te zijn dan de langste tijd die voor nog vrijwel volledig omkeren nodig is, zodat, als men de omkeertijd uitzet tegen de stroom of het veld, men een maximum vindt in de omkeertijd. Alleen het deel van de kromme rechts van het maximum is voor de praktijk van belang, aangezien het linkergedeelte van de kromme slaat op stroomimpulsen die niet tot een volledige omkering leiden. Het bedoelde maximum blijkt ongeveer bij die veldsterkte op te treden waar de „rechthoekigheid" (zie I) het grootste is. Bij gebruik van ferrietringetjes als geheugenelement in een rekenmachine past men daarom voor het omkeren ongeveer de veldsterkte toe die bij deze maximale omkeertijd behoort.

In het vervolg willen wij de benaming „schakeltijd" reserveren voor de maximale omkeertijd.

Meting van de omkeertijd

Het meten van het omkeerproces verloopt in principe als volgt. Men voorziet een ferrietring van twee wikkelingen (fig. 1*a*); door de primaire wikkeling wordt een stroomimpuls gestuurd (fig. 1*b*), die de ring magnetiseert, c.q. de magnetisatie doet omkeren. In de secundaire wikkeling ontstaat als gevolg hiervan een variabele spanning (fig. 1*c*), waarvan de momentele waarde evenredig is met dB/dt (B is de magnetische inductie). De oppervlakte onder de kromme is dus een maat voor de inductieverandering. De spanning kan men direct op een oscillograaf waarnemen. Voor de meting gaat men dit proces natuurlijk periodiek herhalen met een vaste frequentie, waarbij het dan noodzakelijk is stroomimpulsen te maken die afwisselend positief en negatief zijn. Men kan ook twee primaire wikkelingen nemen, die beurtelings een stroomimpuls voeren en die zo gewikkeld zijn dat ze in de ring afwisselend positieve en negatieve veldimpulsen geven.

Veelal verkrijgt men de stroomimpulsen met behulp van versterkbuizen. De daarbij beschikbare vermogens zijn echter meestal vrij klein, zodat men slechts kleine ferrietringetjes voldoende snel kan bekrachtigen. De hoeveelheid arbeid, nodig voor eenmaal omkeren, is nl. evenredig met:

$$V H \Delta B,$$

waarin ΔB de inductieverandering, H de magnetische veldsterkte en V het totale volume van de ferrietkern voorstelt.

Bij het hier beschreven onderzoek werden niet de kleine ringen onderzocht zoals men die in geheugenschakelingen toepast, maar meestal vrij grote ringen (b.v.: 28 mm uitwendige diameter, 20 mm inwendige diameter en 4 mm dik), waarbij er bovendien nog waren met vrij hoge coërcitieve veldsterkte (b.v. $\mu_0 H_c = 10 \times 10^{-4}$ Wb/m² [H_c = 10 Oe]). Daar ΔB vrijwel altijd tussen 0,2 en 0,8 Wb/m² [2000-8000 gauss] ligt, wordt het produkt $VH\Delta B$ dan te groot om met succes normale versterkbuizen te kunnen toepassen. Wij maakten daarom voor het opwekken van de stroomimpulsen gebruik van *RC*-ontladingen via waterstofthyratrons (type PL 522). Op deze wijze kan men veel grotere vermogens verkrijgen, die voor ons doel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ruim voldoende zijn. De op deze manier opgewekte stroomimpulsen onderscheiden zich daarin van de met vacuümbuizen verkregen impulsen dat ze wel een steil begin hebben, maar geen scherp gedefinieerd einde. Zoals we later zullen zien, levert dit geen enkel bezwaar op.

Het principeschema van de gebruikte schakeling is in *fig. 2a* gegeven. Condensator $2C$ wordt via de weerstand R_t geladen tot de spanning E. Bij doorslaan van het thyratron T loopt de ontlaadstroom I via het thyratron, de wikkeling van de ferrietring en de RC-schakeling. De stroomimpuls door de spoel krijgt de vorm van fig. 2*b*. Had men alleen condensator $2C$ en de meest rechtse weerstand R, dan zou men een kromme krijgen van de gedaante:

$$I = \frac{E}{R}\, e^{-t/RC},$$

die in fig. 2*b* gestippeld getekend is. Doordat echter in de werkelijke schakeling condensator C eerst wordt geladen en daarna via de wikkeling van de ferrietkern weer wordt ontladen, krijgt men een vlakkere stroomkromme, en bij de hier gegeven RC-combinatie zelfs een kromme die exact horizontaal begint en die in fig. 2*b* getrokken is getekend. I daalt daarbij minder dan 4% in de tijd $t = \frac{1}{4}\,RC$. Voor de veel gebruikte waarden $C = 6000$ pF en $R = 6500\ \Omega$ wordt deze tijd ongeveer 10 μs. Voor bijna alle gemeten ferrieten zijn de omkeertijden veel korter dan 10 μs, meestal zelfs korter dan 3 μs.

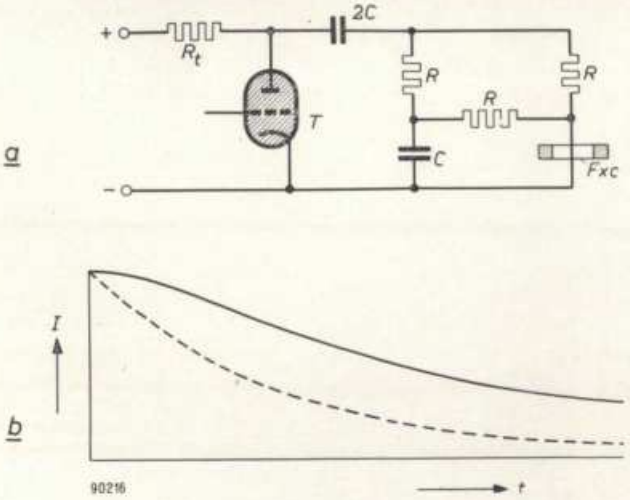


Fig. 2. *a*) Vereenvoudigd schema van de gebruikte schakeling. Bij het doorslaan van thyratron T geeft de ontlaadstroom van de condensator $2C$ een stroomimpuls door de wikkeling op de ferrietring Fxc.
b) Gestippeld: stroomkromme van een gewone RC-ontlading volgens $I = (E/R)\exp(-t/RC)$. Getrokken: stroomimpuls, geleverd door de getekende opstelling, van de gedaante $I = (E/R)\{(a+2)\exp(at/RC) + (b+2)\exp(bt/RC)\}$, waarin $a = \frac{1}{2}(-3+\sqrt{3})$ en $b = \frac{1}{2}(-3-\sqrt{3})$.

Er zijn, zoals we gezien hebben, veldimpulsen in beide richtingen nodig; dit is bereikt door het stelsel van fig. 2*a* te verdubbelen. In *fig. 3* is een vollediger schema getekend, waarvan de werking is als volgt.

Door de 50 Hz-transformator worden gedurende de halve periode waarin de anodes der diodes positief zijn, de beide condensatoren $2C$ geladen. Daarna zorgt een speciale impulsgenerator dat het rooster

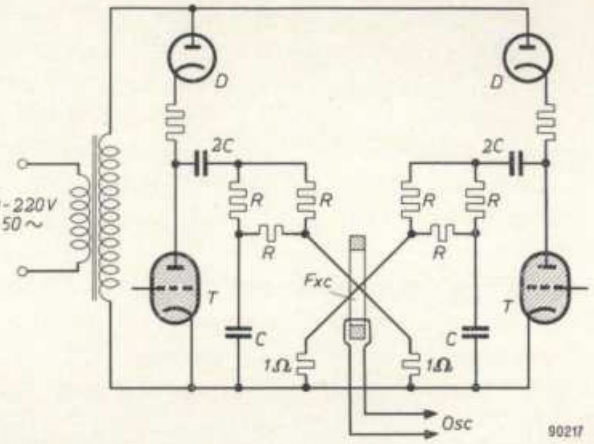


Fig. 3. Vollediger schema van de gebruikte schakeling. D diodes, overige letters als in fig. 2. De stroomimpulsen zijn gesynchroniseerd met de netfrequentie, zodat geen gelijkstroomvoeding nodig is. De beide helften van de schakeling treden beurtelings in werking en geven tegengestelde veldimpulsen in de ferrietring Fxc.

van een der thyratrons T een spanningsimpuls toegevoerd krijgt die het thyratron ontsteekt, hetgeen een stroomimpuls volgens fig. 2*b* door een wikkeling op de ferrietring tot gevolg heeft. Een periode later gebeurt hetzelfde met het andere thyratron, hetgeen een stroomimpuls in de tweede wikkeling tot gevolg heeft, die in de ferrietring een tegengesteld veld opwekt. Voor de te meten spanningsimpuls is een derde wikkeling aangebracht, die direct op een oscillograaf aangesloten is.

De herhalingsfrequentie voor een gelijksoortige impuls is dus 25 Hz. Wat dit betekent, wordt duidelijk als men zich realiseert dat de duur van de spanningsimpuls bij voorbeeld 2 μs bedraagt. Deze korte stoten worden dan met tussenpozen van 40 000 μs op de oscillograaf afgebeeld. Het zou dus volkomen nutteloos zijn de impuls af te beelden op een oscillograaf met een normale, door een zaagtandvormige spanning bekrachtigde, lineaire tijdbasis. Gebruikt wordt dan ook een zogenaamde impulsoscillograaf (GM 5660). Deze oscillograaf schrijft slechts gedurende een tijdsinterval dat kort is vergeleken met de periode der herhalingsfrequentie. Dit heeft hetzelfde effect alsof de tijdbasis zich tot ver buiten het scherm zou uitstrekken. De horizontale beweging van de lichtstip wordt gesynchroniseerd met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de impulsen door middel van een extrasignaal uit de reeds genoemde afzonderlijke impulsgenerator. Uit het feit dat de elektronenstraal maar een zeer kleine fractie, gemiddeld 10^{-4} van de totale tijd, schrijft, volgt dat de lichtsterkte van het beeld niet groot kan zijn. In een normaal verlichte kamer moet de waarnemer dan ook op de manier van een fotograaf onder een zwarte doek zijn waarnemingen doen.

Heeft men nu de spanningsimpuls van het ferriet bij een bepaalde impulsstroom als beeld op de oscillograaf staan, dan kan men bij voorbeeld de totale tijdsduur en de maximale hoogte meten. Het is echter vaak nuttig, het complete verloop van de spanning als functie van de tijd vast te leggen. Men zou dit kunnen doen door het beeld te fotograferen, maar het is gebleken dat men sneller tot het doel komt als men enkele punten van de kromme afleest op een verlichte schaalverdeling, die van tevoren, zowel wat tijd als spanning betreft, van ijkmerken is voorzien. Voor het instellen van de tijdschaal wordt daarbij gebruik gemaakt van een in de oscillograaf gebouwde spanningsbron die een wisselspanning geeft met een frequentie van 1 MHz, en voor de spanningsschaal van een speciale, zeer eenvoudige, blokspanningsgenerator.

Om nu ook nog de impulsstroom te kunnen meten, zijn in serie met de beide primaire ringwikkelingen weerstanden van 1 Ω geplaatst. De spanningen aan de uiteinden van deze weerstanden worden ook op de oscillograaf gemeten. In de *RC*-schakeling is $C = 6000$ pF (dus $2C = 12\,000$ pF). Voor R worden drie waarden gebruikt, namelijk 12 000 Ω, 6500 Ω of 960 Ω. Deze weerstanden zijn combinaties van koolweerstanden, bestaande uit acht ringvormige groepen van tien parallel geschakelde weerstanden in serie. Iedere weerstand R vormt zo een pijp van 7 cm diameter en ca. 30 cm lengte. Deze maatregel is in de eerste plaats vereist om de zelfinducties zo klein mogelijk te houden, en verder om het gedissipeerde vermogen (70 W bij 15 kV) over een groot aantal koolweerstanden te verdelen. Zoals uit fig. 3 blijkt, zijn er per weerstandswaarde zes van deze pijpen nodig.

Uitkomsten der metingen

In *fig. 4* zijn drie spanningsimpulsen getekend van ferroxcube 6A, bij veldsterkten $\mu_0 H = 1{,}3$, 1,85 en $2{,}6 \times 10^{-4}$ Wb/m² [$H = 1{,}3$, 1,85 en 2,6 Oe]. Direct valt op dat de spanningsimpuls vaak twee afzonderlijke maxima vertoont; dit wijst op twee verschillende processen bij het omkeren. Het eerste maximum vertegenwoordigt bij deze ferrieten met rechthoekige hysteresislus altijd slechts een klein percentage van de totale oppervlakte, dus van de magnetisatieverandering ΔB. Men ziet dat bij grotere veldsterkte de spanning hoger en de tijdsduur korter wordt. De tijdsduur τ van een spanningsimpuls wordt gedefinieerd [2]) als de tijd (gerekend van het begin van de stroomimpuls) waarin de spanning gedaald is tot 10% van de maximale waarde; voor de maximale waarde neemt men daarbij nooit die van de eerste smalle piek, maar die van de tweede piek.

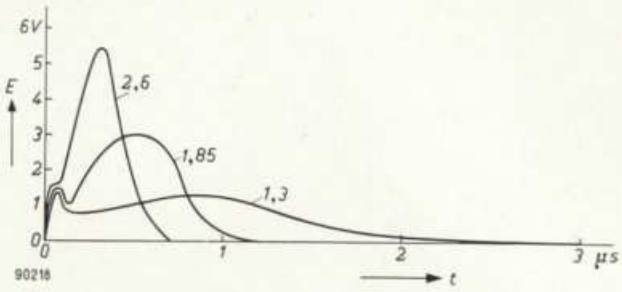


Fig. 4. Volgens fig. 1 gemeten spanningsimpulsen aan ferroxcube 6A. In volgorde van toenemende hoogte: $\mu_0 H = 1{,}3$, 1,85 en $2{,}6 \times 10^{-4}$ Wb/m².

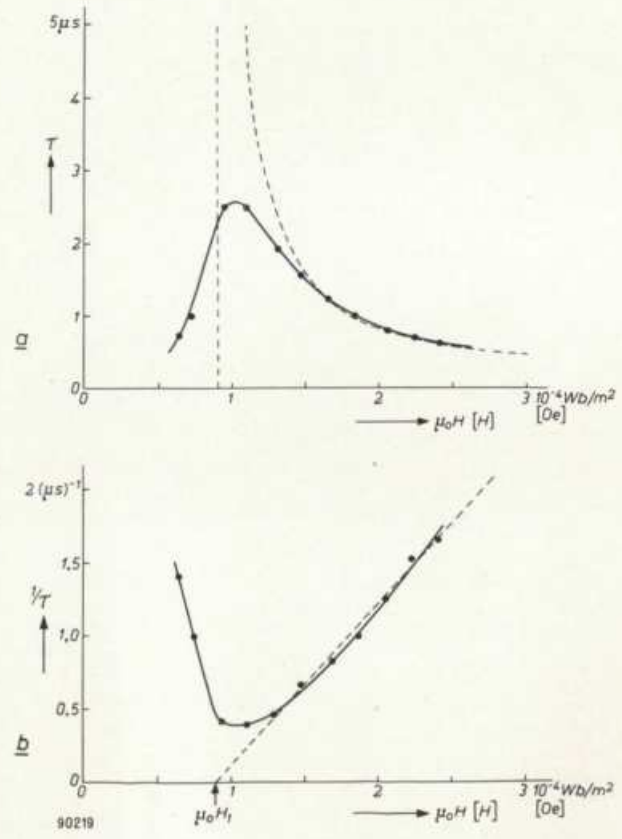


Fig. 5. *a*) Omkeertijd τ als functie van de impulsveldsterkte H, voor ferroxcube 6A.
b) Omgekeerde van de omkeertijd, $1/\tau$, als functie van de impulsveldsterkte H, voor ferroxcube 6A. De helling van de rechte wordt bepaald door $s = \mu_0(H - H_1)\tau$.

[2]) N. Menyuk en J. B. Goodenough, J. appl. Phys. **26**, 8, 1955 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 5a geeft de omkeertijd als functie van de bijbehorende veldsterkte H. Men ziet het in de inleiding genoemde maximum in τ. Vanaf $\mu_0 H = 1 \times 10^{-4}$ Wb/m² [$H = 1$ Oe] is de kromme bij benadering een gelijkzijdige hyperbool (gestippeld):

$$\mu_0(H - H_1)\tau = \text{const.} = s.$$

Zet men het omgekeerde van τ als functie van $\mu_0 H$ uit, hetgeen in fig. 5*b* gedaan is, dan verschijnt er dus een rechte lijn [3][4]), waarvan de helling gegeven wordt door de constante s. De betekenis van H_1 (in de literatuur vaak H_0 genoemd) volgt direct uit de figuur. In het getekende geval, ferroxcube 6A, is $\mu_0 H_1 = 0{,}9 \times 10^{-4}$ Wb/m² [$H_1 = 0{,}9$ Oe] en $s = 0{,}9 \times 10^{-4}$ μs Wb/m² [0,9 μs Oe].

In gevallen waarbij dB/dt na de eerste scherpe piek alleen nog maar een verdere daling vertoont (zie b.v. fig. 8), is het moeilijk om tot scherpe waarden van τ te besluiten. Het is daarom nuttig een andere definitie van de omkeertijd in te voeren, die het mogelijk maakt ook aan willekeurige vormen van de spanningsimpuls, b.v. van ferrieten die in het geheel geen rechthoekige lus hebben, een goed gedefinieerde omkeertijd toe te kennen. Hiervoor kan men nemen het dubbele van de tijd waarin het omkeerproces wat betreft de inductieverandering ΔB voor de helft verlopen is. Men kan de aldus gedefinieerde omkeertijd τ' het best vaststellen aan de hand van een naar de tijd geïntegreerde impulskromme, door te kijken in welk punt deze integraalkromme de helft van de eindhoogte bereikt heeft (*fig. 6a*). Men kan uit een gevonden impulskromme de integraalkromme grafisch bepalen, maar het is eenvoudiger en het leidt sneller tot een resultaat als men de elektrisch geïntegreerde kromme op een oscillograaf beschouwt. In fig. 6*a* worden op deze manier gevonden integraalkrommen van ferroxcube 6A getoond bij een aantal impulsveldsterkten. Fig. 6*b* geeft het reciproke van de hieruit bepaalde waarden τ' als functie van de impulsveldsterkte H. Ook $1/\tau'$ blijkt een minimum te vertonen, evenals $1/\tau$. Verder is nog in fig. 6*c* de totale inductieverandering, die bij deze wijze van meten zeer eenvoudig te bepalen is, als functie van de impulsveldsterkte H uitgezet.

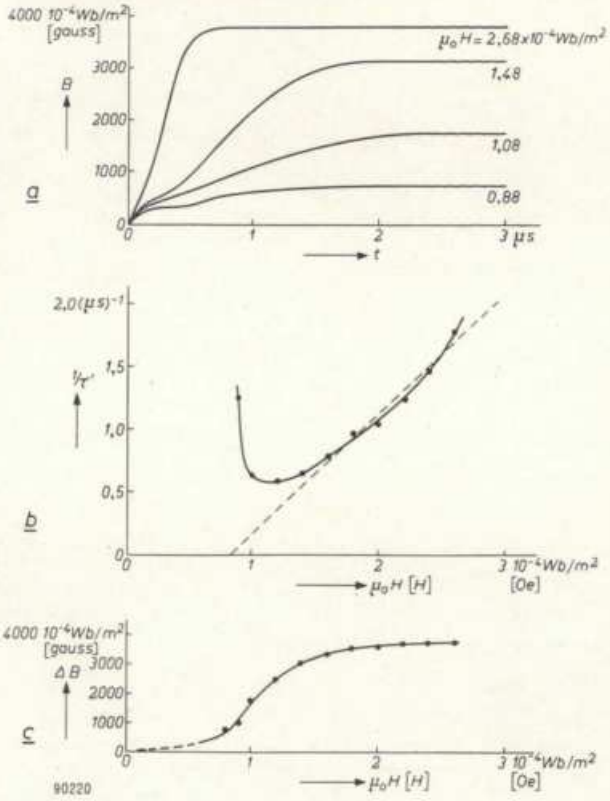


Fig. 6. *a*) Integraalkrommen $B = f(t)$ van ferroxcube 6A. Impulsveldsterkten $\mu_0 H$ zijn bijgeschreven.
b) Het reciproke van de, volgens de in de tekst beschreven methode uit (*a*) afgeleide, waarde van τ' als functie van $\mu_0 H$.
c) De totale inductieverandering ΔB als functie van $\mu_0 H$.

Invloed van de chemische samenstelling

In I zijn een aantal experimentele samenstellingen van ferrieten met rechthoekige hysteresislus ge-

[3]) J. H. Galt, Bell Syst. tech. J. **33**, 1023, 1954.
[4]) J. Wylen, Trans. A.I.E.E. **72**, 648, 1953.

Tabel I. Schakeltijden en andere gegevens van diverse ferrieten met rechthoekige hysteresislus: τ_{max} grootste mogelijke omkeertijd („schakeltijd"); voor $\mu_0 H_1$ zie fig. 5*b*; s helling van $1/\tau = f(\mu_0 H)$; $R_{s\,max}$ maximale rechthoekigheidsverhouding, behorend bij de inductie $B_m = \mu_0 H_{max}$; B_r inductie in remanentie.

Ferriet	τ_{max} μs	$\mu_0 H_1$ 10^{-4} Wb/m² [H_1 in oersted]	s μs × 10^{-4} Wb/m² [μs × oersted]	$R_{s\,max}$	B_r/B_m	$\mu_0 H_{max}$ 10^{-4} Wb/m² [H_{max} in oersted]
Ferroxcube 6A	2,5	0,9	0,9	0,8	0,92	1,5
$Cu_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$	2,2	0,85	0,8			
$(MgO)_{0,5}(MnO_{1+\delta})_{0,875}Fe_2O_3$	1,3	1,4	0,9	0,75	0,88	1,5
$Mg_{0,6}Ni_{0,4}Fe_2O_4$	2,5	3,6	2,2	0,8	0,90	2,2
$Li_{0,47}Ni_{0,06}Fe_{2,47}O_4$	0,6	ca. 2,2	ca. 1	0,85	0,93	
$Co_{0,1}Fe^{II}_{0,9}Fe^{III}_2O_4$	10	8	105	0,95	0,97	10
Ferroxcube 4A	0,4			ca. 0	ca. 0,5	0,3
$MnFe_2O_4$	11	0,5	3,2	0,8	0,9	0,5

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

noemd en zijn diverse eigenschappen daarvan gegeven. Aan deze en andere ferrieten zijn de hier beschreven impulsmetingen uitgevoerd. Het blijkt dat de waarde van de „omkeerconstante" $s = \mu_0(H-H_1)\tau$ voor verreweg de meeste ferrieten met gebruikelijke rechthoekigheidsverhouding en gebruikelijke coërcitieve veldsterkte steeds van dezelfde grootte-orde is. *Tabel I* geeft een overzicht van deze waarden.

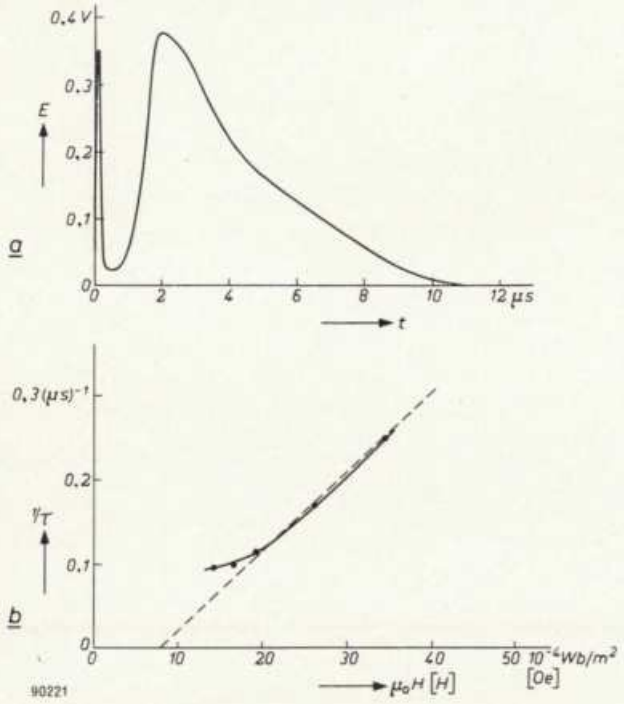


Fig. 7. *a*) Een spanningsimpuls gemeten met een ring van $Co_{0,1}Fe^{II}_{0,9}Fe^{III}_2O_4$ bij $\mu_0 H = 19{,}5\times10^{-4}$ Wb/m². *b*) $1/\tau$ als functie van $\mu_0 H$; hier is s bijzonder groot.

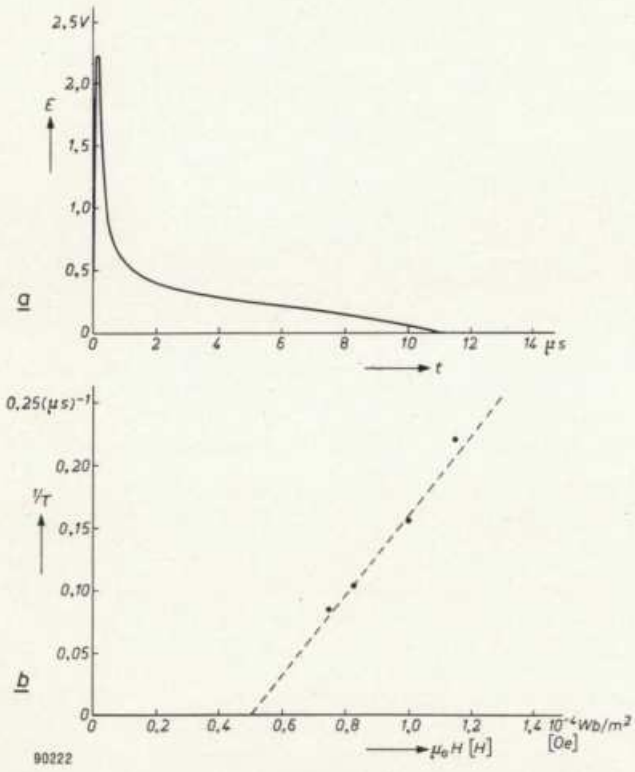


Fig. 8. *a*) Een spanningsimpuls gemeten bij $\mu_0 H = 0{,}83 \times 10^{-4}$ Wb/m² aan een ring van $MnFe_2O_4$. Er treedt geen tweede piek op. *b*) $1/\tau$ als functie van $\mu_0 H$.

De opvallendste afwijkingen van de normale waarden van s en van τ_{max} vertonen $Co_{0,1}Fe^{II}_{0,9}Fe^{III}_2O_4$ en $MnFe_2O_4$. Hiervan geven *fig. 7 en fig. 8* een beeld. In het algemeen blijkt, dat de schakeltijd groter is naarmate de rechthoekigheid van de hysteresislus van het ferriet beter, d.w.z. de rechthoekigheidsverhouding $R_{s\,max}$ (zie I) groter is. Rekening houdend met deze regel past ook $Co_{0,1}Fe^{II}_{0,9}Fe^{III}_2O_4$ goed in het normale beeld. Als gevolg van de warmtebehandeling in een magnetisch veld is hierbij de rechthoekigheidsverhouding bijzonder groot en de schakeltijd eveneens. Alleen $MnFe_2O_4$ blijkt een uitzondering. Bij dit materiaal wijkt ook de vorm van de spanningsimpuls (fig. 8*a*) sterk af van de veelal voorkomende. Voor dit afwijkende gedrag is nog geen verklaring gevonden; het hangt misschien samen met een systematische inhomogeniteit in het ferriet.

Invloed van een mechanische druk

In het artikel I is reeds het geval besproken van een ringetje uit ferroxcube 4A waaromheen een glazen ring gekrompen was. Door de aldus uitgeoefende druk werd de hysteresislus in hoge mate rechthoekig (zie b.v. ook [5])). Ditzelfde is hier bereikt door een ferrietring te omgeven met een rubberring en deze ring op de manier van *fig. 9* volkomen in te sluiten en onder druk te brengen. De grootte van de druk is slechts vergelijkenderwijs bekend. In *tabel II* zijn de grootheden τ_{max}, s, $R_{s\,max}$ en B_r/B_m en in *fig. 10* de vorm van de spanningskrommen gegeven voor een druk nul en voor drie in volgorde toenemende waarden van de druk. Men

Tabel II. Schakeltijden en andere gegevens van ferroxcube 4A bij verschillende waarden van mechanische drukspanning evenwijdig aan de richting van het magnetische veld.

Druk	τ_{max} [μs]	$\mu_0 H_1$ 10^{-4} Wb/m² [H_1 in oersted]	s μs × 10^{-4} Wb/m² [μs × oersted]	$R_{s\,max}$	B_r/B_m
Geen	0,4	—	—	0	0,5
Matig	1,8	0,6	0,7	0,4	0,7
Hoog	6	1,2	1,8	0,7	0,9
Zeer hoog	8	1,6	2,2	0,75	0,95

[5]) H. J. Williams, R. C. Sherwood, M. Goertz en F. J. Schnettler, Comm. and Electronics **9**, 531, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ziet dat het effect op de rechthoekigheid $R_{s\,max}$ en op de impulsduur τ_{max} verrassend groot is. De laatste wordt als gevolg van de druk een factor

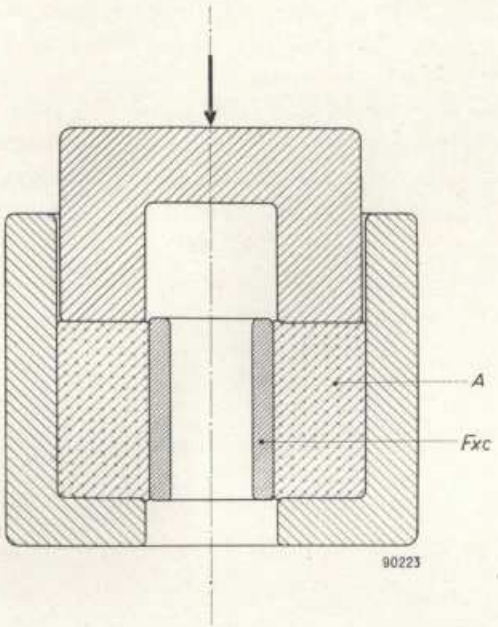


Fig. 9. Schematische tekening van een voorziening waarmee in een ferrietring *Fxc*, door samenpersen van de rubberring *A*, een tangentiële drukspanning wordt teweeggebracht.

20 groter. Een en ander past bijzonder goed bij de bovengenoemde regel dat bij toenemende rechthoekigheid van de hysteresislus de schakeltijd groter wordt.

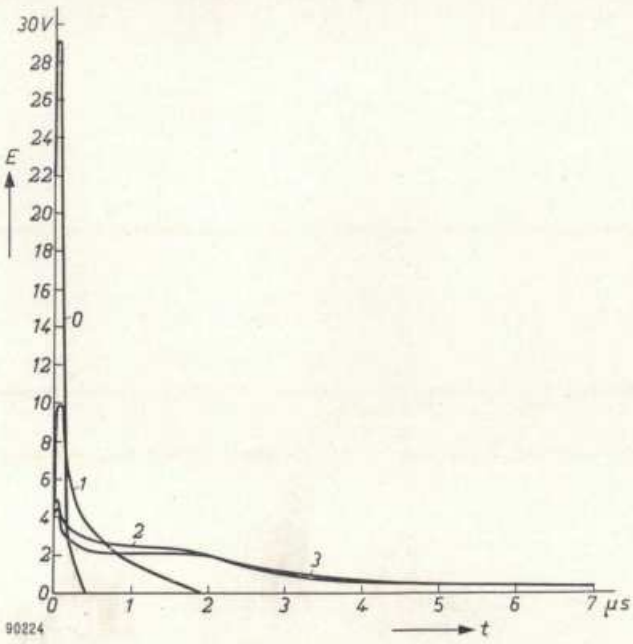


Fig. 10. Spanningsimpulsen gemeten aan ferroxcube 4A bij verschillende waarden van de mechanische druk, die toenemen in de volgorde van kromme *0* tot *3* en die overeenkomen met de vier waarden in tabel II.

Verder lag het voor de hand ook de temperatuurafhankelijkheid van deze verschijnselen te onderzoeken. Diverse eigenschappen van ferrieten veranderen in zeer verschillende mate met de temperatuur: de magnetische verzadiging bij voorbeeld [6]) verandert gewoonlijk niet sterk met de temperatuur, de aanvangspermeabiliteit veel meer, terwijl het elektrische geleidingsvermogen zeer sterk met de temperatuur verandert.

In *fig. 11* is, voor $Cu_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$, de reciproke waarde van τ als functie van $\mu_0 H$ uitgezet met als parameter de temperatuur. Verder zijn in *fig. 12* de gevonden waarden van s en $\mu_0 H_1$ uitgezet tegen de temperatuur. Het blijkt dat in het temperatuurgebied van -100 tot $+250$ °C de veldsterkte H_1 overeenkomstig de coërcitieve veldsterkte verandert. De omkeerconstante s verandert in dit gebied ook weinig, hij neemt met een factor 2 af.

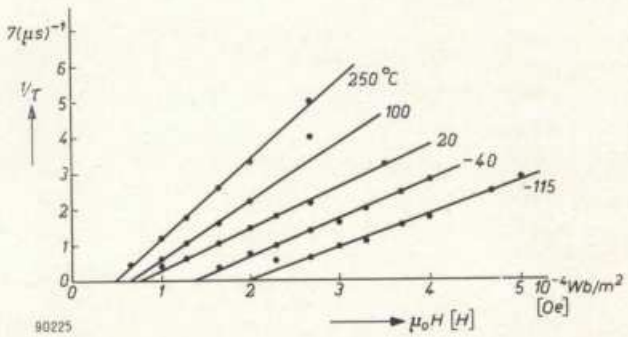


Fig. 11. De reciproke waarde $1/\tau$ van de omkeertijd als functie van $\mu_0 H$, gemeten aan een ring van $Cu_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$ met de temperatuur als parameter.

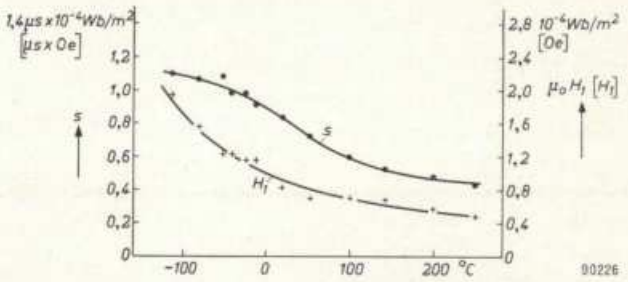


Fig. 12. Omkeerconstante s en $\mu_0 H_1$ als functie van de temperatuur, gemeten aan een ring van $Cu_{0,25}Mn_{0,75}Fe_2O_4$.

Dit gedrag van de omkeerconstante is een duidelijke aanwijzing dat de traagheid van het omkeren niet, zoals bij metallische ferromagnetica, te verklaren is door wervelstromen. De gedachte aan wervelstromen ligt hier wel voor de hand, aangezien de soortelijke weerstand van het be-

[6]) J. J. Went en E. W. Gorter, De magnetische en elektrische eigenschappen van ferroxcubematerialen, Philips techn. T. **13**, 312-226, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schouwde ferriet, $\varrho = 1500$ ohm/cm, vrij klein is, althans veel kleiner dan bij de meeste andere ferrieten. Daar de soortelijke weerstand echter exponentieel afneemt met toenemende temperatuur, zouden we, indien de traagheid van het omkeren aan wervelstromen te wijten was, een sterke stijging van s met de temperatuur moeten verwachten, in plaats van de bovenvermelde geringe daling.

Overigens vindt men bij metallische ferromagnetica, indien men door gebruik van zeer dun band de invloed van wervelstromen elimineert, een soortgelijke, slechts zeer geringe, temperatuurafhankelijkheid van s [7]).

We zullen ons nu afvragen wat dan wèl de fysische achtergrond van de verschijnselen bij het omkeren kan zijn.

Interpretatie der waargenomen verschijnselen

Verklaringspoging alleen uit de hysteresislus

Bij onze verklaringspoging zullen wij in de eerste plaats letten op de vorm van de spanningsimpuls bij het omkeren. Deze vorm is meestal zo dat eerst een scherpe piek verschijnt, gevolgd door een veel minder scherp maximum (fig. 4 en 7). Dit tweede maximum kan ook ontbreken, zodat de spanning na de eerste piek alleen maar geleidelijk en relatief langzaam afneemt (fig. 8). Voor een nadere analyse gaan we uit van de normale, bij langzaam veranderend veld doorlopen hysteresislus. We verdelen nu het plotseling aanwezige veld H op de manier als in *fig. 13* is gedaan in een statisch gedeelte (H_{st}) en een dynamisch gedeelte (H_{dyn}), en onderstellen verder dat op elk moment dB/dt, dus de spanning E van de spanningsimpuls, evenredig is met de momentele waarde van H_{dyn}.

Het omkeren verloopt van punt P naar punt Q. Nu kan men een gedeelte van fig. 13 zo overtekenen dat men een grafiek krijgt van H_{dyn} als functie van B, hetgeen volgens onze onderstelling tevens (op een andere schaal) een grafiek is van dB/dt als functie van B (*fig. 14a*). We nemen het omgekeerde van dB/dt en krijgen aldus een nieuwe functie (fig. 14*b*), nl. dt/dB als functie van B, die geïntegreerd naar B (fig. 14*c*) oplevert t als functie van B.

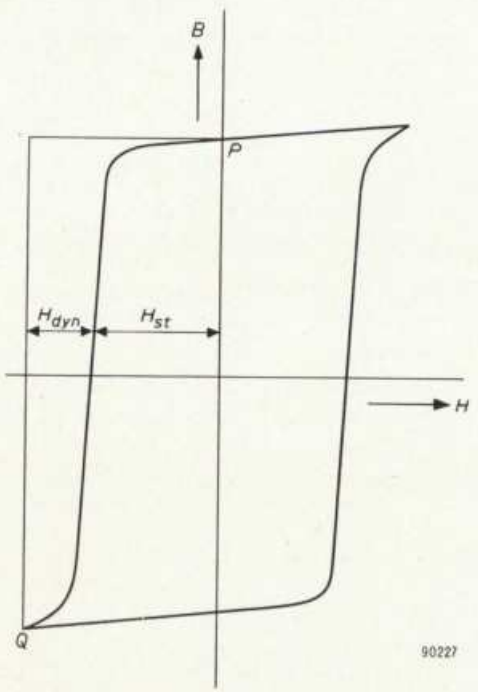


Fig. 13. Hysteresislus met definitie van de dynamische veldsterkte H_{dyn}; de som $H_{dyn} + H_{st}$ is gelijk aan de aangelegde impulsveldsterkte H.

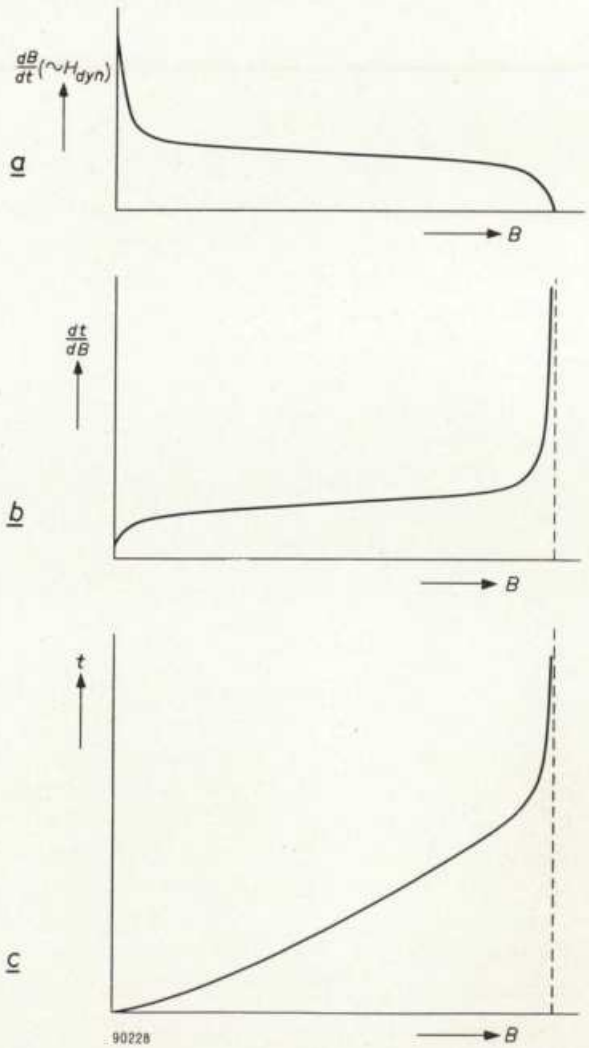


Fig. 14. *a*, *b* en *c*) Grafische afleiding van t als functie van B uit H_{dyn} als functie van B, in de onderstelling dat dB/dt recht evenredig is met H_{dyn}.

[7]) N. Menyuk, J. appl. Phys. **26**, 692, 1955 (no. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Plaatsen we deze laatste kromme in een meer gebruikelijke stand, met t als abscis (*fig. 15a*), dan hebben we B als functie van t. Hieruit kan ten slotte eenvoudig dB/dt als functie van t worden afgeleid (fig. 15*b*). Is onze onderstelling dat dB/dt evenredig is met H_{dyn}, juist geweest, dan moet de aldus gevonden kromme overeenkomen met de door meting gevonden spanningsimpuls.

Inderdaad is de overeenstemming van deze theoretische impulsvorm met de door meting gevonden vorm veelal geenszins onbevredigend. De eerste snelle piek komt direct te voorschijn. (Deze wordt ook door anderen op ongeveer deze manier verklaard; zie b.v. [8]).) Dat de opstijging vanuit 0 ontbreekt, is een gevolg van het feit dat wij bij de constructie van de figuren 14 en 15 gerekend hebben met het ideale geval dat de stroomimpuls rechthoekig is (geen aanlooptijd). Verder klopt het beeld fraai met de gevonden regel dat een betere rechthoekigheid van de lus (groter gebied waar H_{dyn}, dus dB/dt, klein kan zijn, fig. 13) een langere omkeertijd oplevert. Alleen komt het opnieuw oplopen van dB/dt na de eerste piek in geen geval te voorschijn, en dit wordt toch in de praktijk zeer vaak waargenomen. Men kan dit, zij het op een vrij vage manier, trachten te verklaren door de plausibele onderstelling dat het omkeren als gevolg van een snelle stroomimpuls volgens een ander mechanisme verloopt dan bij een langzaam omkeren (normale hysteresislus H_{st} in fig. 13). In het laatste geval is nl. in de regel de magnetisatieverandering op ieder moment zeer plaatselijk, terwijl bij snel omkeren op een gegeven moment overal in het ferriet de magnetisatie aan het veranderen is [2]), waardoor hiervoor een kleiner veld (H') dan het veld H_{st} voldoende is; zie *fig. 16*.

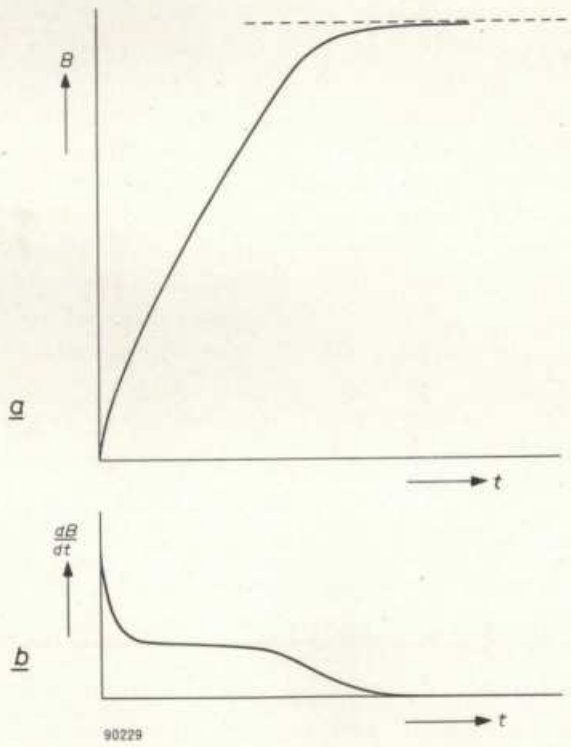


Fig. 15. *a*) Kromme van fig. 14*c* met t als abscis.
b) Uit (*a*) afgeleid theoretisch verloop van dB/dt als functie van t.

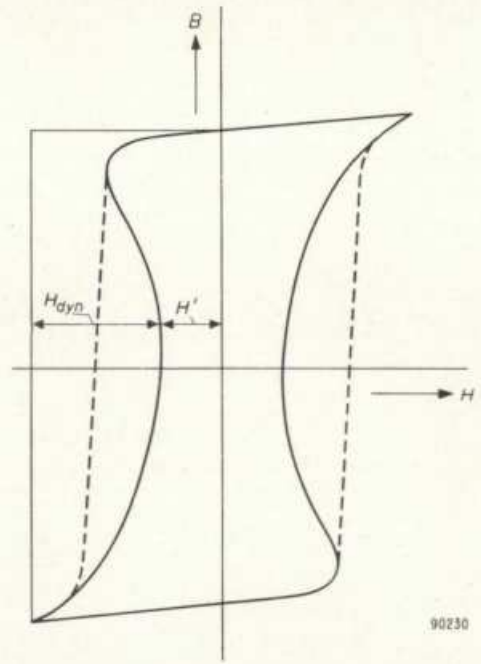


Fig. 16. Ter illustratie van een poging om de tweede piek in de spanningsimpuls te verklaren. Ondersteld wordt dat $H_{dyn} = H - H'$, waarbij $H' < H_{st}$.

Wandverschuivingen en rotaties

Wij willen nu trachten dieper op de waargenomen effecten in te gaan door rekening te houden met de microscopische magnetisatietoestand. Wij beschouwen daartoe de gebiedjes van Weiss, waarin een ferromagnetisch materiaal is verdeeld en waarbinnen reeds in de onmagnetische toestand de elementaire magneetjes [6]) (spins) parallel gericht zijn, terwijl zij in die toestand in verschillende gebiedjes verschillend georiënteerd zijn. De magnetisatierichting in dergelijke gebieden is meestal één van een aantal mogelijke speciale richtingen ten opzichte van het kristalrooster (zie [6])). Deze gebiedjes zijn gescheiden door relatief zeer dunne „wanden", d.w.z. overgangslagen, waarin de magnetisatie van de ene in de andere richting overgaat.

[8]) M. Karnaugh, Proc. Inst. Rad. Engrs. **43**, 570, 1955 (no. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Magnetiseert men nu een dergelijk ferromagneticum door middel van een magnetisch veld H, dan zullen gebiedjes waarin de magnetisatierichting geen al te grote hoek met de veldrichting maakt, groeien ten koste van aangrenzende gebiedjes waarin deze hoek groter is, hetgeen er dus op neerkomt dat de genoemde wanden zich gaan verplaatsen. Er treedt

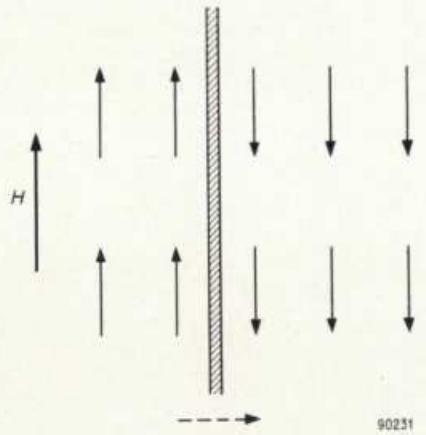


Fig. 17. Onder invloed van het magnetisch veld H verplaatst zich de wand van een Weiss-gebied (180°-wand) in richting van de gestippelde pijl.

dan een macroscopische magnetisatie op door wandverschuiving. Als voorbeeld is dit in *fig. 17* getekend voor het geval van een wand van een veel beschouwd type, nl. een zg. 180°-wand, waarbij de spins evenwijdig staan aan de wand en aan weerszijden tegengesteld gericht.

Binnen gebieden waarin de magnetisatie niet reeds parallel of antiparallel met de veldrichting staat, zal de magnetisatie alvast over een kleine hoek naar H toe draaien. Er treedt dus tevens een magnetisatie op door rotatie.

Bij langzaam omkeren van de magnetisatie is de bijdrage van wandverschuivingen verreweg de grootste. Bij snel omkeren is dit geenszins noodzakelijk; men kan zich voorstellen dat de wand bij het verplaatsen een zekere weerstand ontmoet en daardoor niet snel genoeg beweegt om een relatief grote afstand in de vereiste tijd af te leggen. Bij een plotseling aanwezig veld H verandert dan binnen het Weiss-gebied de magnetisatie door rotatie alleen, en wel nu door rotatie over een grote hoek.

In het algemeen zijn er dus drie principiële mogelijkheden voor de verandering der macroscopische magnetisatie:

1) bijna uitsluitend wandverschuivingen;
2) bijna uitsluitend rotaties;
3) beide processen leveren een niet te verwaarlozen bijdrage.

Laten we weer beginnen met de eerste scherpe piek, die vrijwel altijd geconstateerd wordt (b.v. fig. 4 en fig. 7). Deze is hoogstwaarschijnlijk een gevolg van rotaties over een kleine hoek. Hiermee is eigenlijk al een uitspraak gedaan over wat daarna komt; het is namelijk niet in te zien waarom een snel beginnende rotatie daarna veel langzamer zou gaan en bovendien nog zodanig dat de al eerder genoemde tweede piek ontstaat. Het lijkt dus het waarschijnlijkst dat het verdere verloop van het omkeren voor een heel groot deel aan wandverschuivingen toegeschreven moet worden.

Hoe is dan echter de tweede piek te verklaren? Menyuk en Goodenough [2]) nemen hiervoor het beeld van een cilindervormige wand, waarvan de middellijn met constante snelheid groeit na plotseling aanleggen van een magnetisch veld; plaatselijk is de snelheid van de wand dus constant, niet echter dB/dt in totaal. Daar de wand een steeds grotere oppervlakte bestrijkt, neemt dB/dt evenredig met de genoemde diameter toe, totdat deze wand een andere ontmoet en beide wanden verdwijnen als ze van hetzelfde type zijn. Inderdaad ontstaan nieuwe gebiedjes van Weiss vaak als kleine kegels [9])[10]) („spikes"), die zich daarna uitbreiden. De totale gang van zaken is uiteraard gecompliceerder dan hier is weergegeven.

Verder wordt nog waargenomen dat de tweede top hoger en smaller wordt bij grotere impulsveldsterkte en steeds meer samenvloeit met de eerste smalle piek (zie b.v. fig. 4). Er resteert dan één piek van betrekkelijk hoge spanning en zeer korte omkeertijd (b.v. $<0{,}2$ μs), die met de beschreven apparatuur niet meer betrouwbaar gemeten kan worden. In dit geval is het zeer wel denkbaar dat het omkeerproces in hoofdzaak via rotaties verloopt; ten eerste zal het ferriet door een sterke veldimpuls van de ene polariteit sterk gemagnetiseerd worden, zodat er weinig wanden in de remanentie overblijven en deze en nieuw te vormen wanden bij de volgende tegengestelde impuls een langere weg zullen moeten afleggen; ten tweede kan de veldsterkte nu ruim voldoende zijn om de magnetisatie zonder tussenkomst van een wand om te keren.

Met behulp van enkele sterk vereenvoudigende onderstellingen kan men dit door een kleine berekening verifiëren.

We nemen aan dat de magnetisatievector m vóór de veldimpuls een hoek α_0 maakt met de veldrichting, zoals getekend in *fig. 18*. Verschijnt nu plotseling het veld H, dan zal m gaan

[9]) J. B. Goodenough, Phys. Rev. **95**, 917, 1954.
[10]) L. F. Bates en D. H. Martin, Proc. Phys. Soc. **A66**, 162, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

draaien zodanig dat α groter wordt. Het mechanische koppel dat H op m uitoefent, is steeds

$$M = H\, m \sin \alpha.$$

Nu gaan we er verder van uit dat er een tegenwerkend koppel M_t ontstaat, dat evenredig is met de draaisnelheid van m en

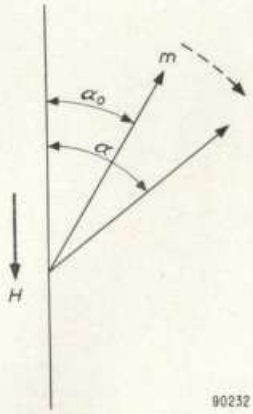


Fig. 18. Door een aangelegd veld H wordt een rotatie van de magnetisatievector m van een Weiss-gebied in richting van de gestippelde pijl teweeggebracht.

uiteraard met m zelf, daar m evenredig is met het beschouwde volume. Dit geeft dus:

$$M_t = c\, m\, \mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}t.$$

De hier ingevoerde constante c is te beschouwen als een dempingsconstante. Op elk ogenblik is $M = M_t$, zodat

$$\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}t = \frac{H}{c} \sin \alpha.$$

Uit deze vergelijking volgt dat $\mathrm{d}B/\mathrm{d}t$, dus ook de momentele spanning E van de opgewekte spanningsimpuls, evenredig is met

$$\frac{H}{c} \cdot \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{H}{c}t + \ln \operatorname{tg} \tfrac{1}{2}\alpha_0\right)}.$$

Een beeld van deze functie geeft *fig. 19*, waarin op diverse punten de waarde van de bijbehorende beginhoek α_0 is opgegeven. De verkregen impulsvorm vindt men door bij α_0 de tijd $t = 0$ te stellen. Bij $\alpha_0 = 90°$ heeft men b.v. juist geen piek meer.

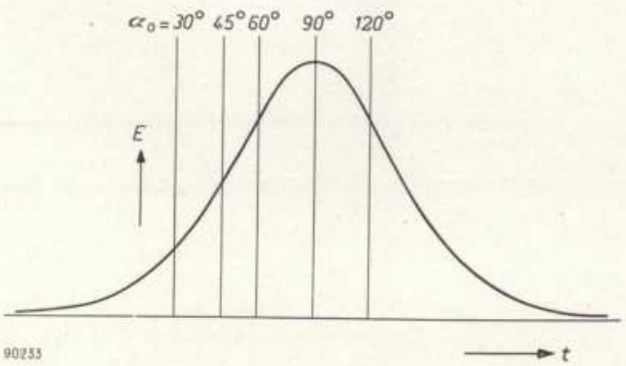


Fig. 19. De functie $[\cosh^2(Ht/c + \ln \operatorname{tg} \frac{1}{2}\alpha_0)]^{-1}$, die het theoretische verloop aangeeft van de spanning, uitgaande van een beginwaarde α_0 van α. Bij beginhoek α_0 behoort $t = 0$. Verschillende mogelijke beginhoeken zijn getekend.

Er zij nog op gewezen dat een kleinere hoek α_0 overeenkomt met een meer rechthoekige hysteresislus (hogere remanentie, zie ook I). Ook hier vindt men dus weer dat een betere rechthoekigheid een langere schakeltijd oplevert. In werkelijkheid is α_0 natuurlijk geen constante hoek, maar een gemiddelde waaromheen de voorkomende waarden van de hoek met vrij grote spreiding zijn verdeeld. Ook zullen de kristal-anisotropiekrachten (zie I) hun invloed hebben. Houdt men rekening met het feit dat de magnetisatievector m ook een mechanisch impulsmoment heeft (gyromagnetisch effect), dan krijgt men toch een geheel gelijksoortige uitkomst voor $\mathrm{d}B/\mathrm{d}t$.

Invloed van een mechanische druk

In het bovenstaande werd het een en ander meegedeeld over ferroxcube 4A onder mechanische druk en er werd vermeld dat door de druk de rechthoekigheid verbetert, tegelijk met een toeneming van de schakeltijd: men ziet deze veranderen van 0,4 μs (geen druk) naar 8 μs (hoogste druk), dus met een factor 20 (fig. 10). Dit is zelfs meer dan men op grond van de vormverandering van de hysteresislus zou verwachten. Om dit te verklaren, moeten wij rekening houden met het feit (zie I) dat in een geschikt ferriet onder voldoende mechanische spanning er slechts twee magnetische voorkeursrichtingen zijn, tegen acht of zes in het spanningloze geval. Er zijn dus nu veel minder mogelijkheden tot het vormen van nieuwe gebiedjes van Weiss, en bovendien vermindert ook het aantal wanden als gevolg van de grotere anisotropie, zodat de toch nog gevormde wanden veel grotere afstanden af moeten leggen en dus meer tijd nodig hebben, met als gevolg een extra toeneming van τ.

Temperatuurafhankelijkheid

Wij willen tot slot nog kort de temperatuurafhankelijkheid van het omkeerproces bespreken. Welk mechanisme men ook bekijkt, men zal voor berekeningen altijd de een of andere dempingsconstante moeten invoeren. (De bovengenoemde constante c is hiervan een voorbeeld.) Kan men het omkeerproces laten verlopen uitsluitend door middel van een bepaald type wand, bij voorbeeld een 180°-wand [3]), dan zal men voor dat type wand een bepaalde dempingsconstante vinden. Nu is de vraag, wat in hoofdzaak verandert met de temperatuur, de dempingsconstante zelf of de manier waarop het omkeerproces zich afspeelt. Veranderingen in deze manier kan men zich moeilijk voorstellen voor rotaties, maar wel voor wandverschuivingen. B.v. zal door verandering van de kristalanisotropie en van de verzadigingsmagnetisatie (zie I) het aantal wanden veranderen. Dit effect is zeker van invloed, hoewel uit het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aangehaalde artikel van Galt[3]) blijkt dat inderdaad de dempingsconstante eveneens met de temperatuur verandert, zodat de temperatuurafhankelijkheid van de omkeersnelheid ten dele ook hieraan zal moeten worden toegeschreven.

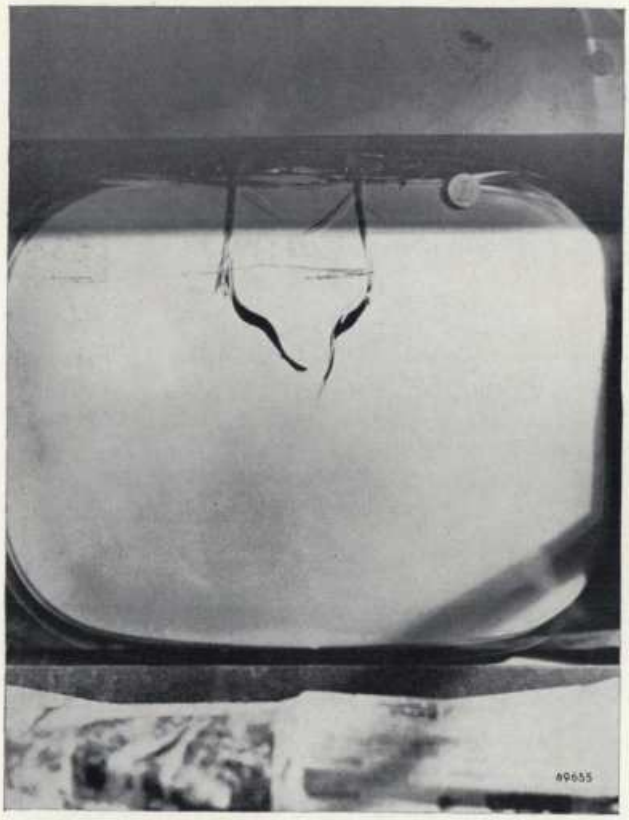
Samenvatting. Er wordt een meetmethode beschreven waarmede het door een plotseling optredend magnetisch veld omkeren van de magnetisatie bij ferrietkernen met rechthoekige hysteresislus (toegepast als geheugenelementen in elektronische rekenmachines) als functie van de tijd kan worden onderzocht. Voor metingen aan grote ferrietringen wordt, ter verkrijging van de vereiste krachtige stroomimpulsen, gebruik gemaakt van een schakeling met thyratrons. Het verloop van dB/dt tijdens het omkeren wordt (oscillografisch) gemeten. Als functie van de tijd vertoont dB/dt gewoonlijk een scherpe piek, gevolgd door een tweede, minder scherp maximum, dat voor de definitie van de „omkeertijd" wordt gebruikt. Een aantal resultaten wordt in grafieken en tabellen vermeld. Vanaf een zekere magnetische veldsterkte is de reciproke waarde van de omkeertijd een lineaire functie van de veldsterkte. Afzonderlijk wordt de invloed van een uitwendige druk en van de temperatuur nagegaan. Zowel vergelijking van verschillende materialen als de studie van een zelfde materiaal bij verschillende drukken leiden tot de regel dat de omkeertijden toenemen naarmate de rechthoekigheid beter is.

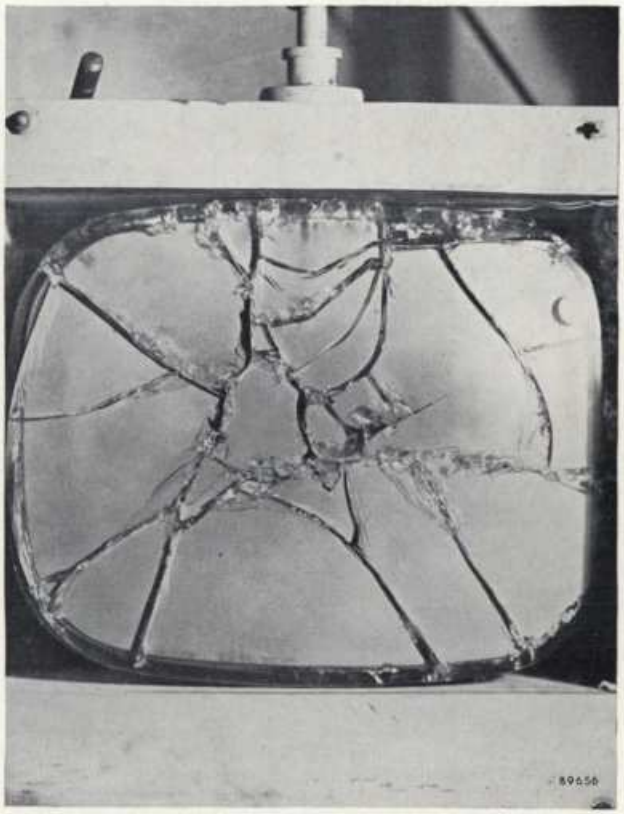
Er wordt een poging gedaan de verschijnselen fysisch te interpreteren. Daartoe wordt ondersteld dat dB/dt evenredig is met $(H-H_{st})$, waarin H_{st} de waarde is van H als functie van B volgens de statisch gemeten hysteresislus. Op deze wijze kan men het waargenomen verloop van dB/dt als functie van t vrij goed verklaren. Voor de verklaring van de tweede piek in dB/dt is een extra-onderstelling nodig. Verder wordt beredeneerd in hoeverre rotaties van de magnetisatievectoren der Weiss-gebiedjes en wandverschuivingen dezer gebiedjes aan het omkeren debet zijn. Daarbij wordt het eerste scherpe maximum in dB/dt aan rotaties, de tweede piek aan wandverschuivingen toegeschreven. Bij sterke velden (en dus korte omkeertijden) ontbreekt vaak de tweede piek. Vermoedelijk komt dan het gehele omkeren door rotaties tot stand.

FLITSOPNAMEN VAN DE IMPLOSIE VAN TELEVISIEWEERGEEFBUIZEN

De drie hier gereproduceerde foto's behoren tot een serie opnamen, gemaakt door R. A. Chippendale in de Mullardlaboratoria te Salfords (Engeland) ten behoeve van een onderzoek over de implosie van televisieweergeefbuizen.

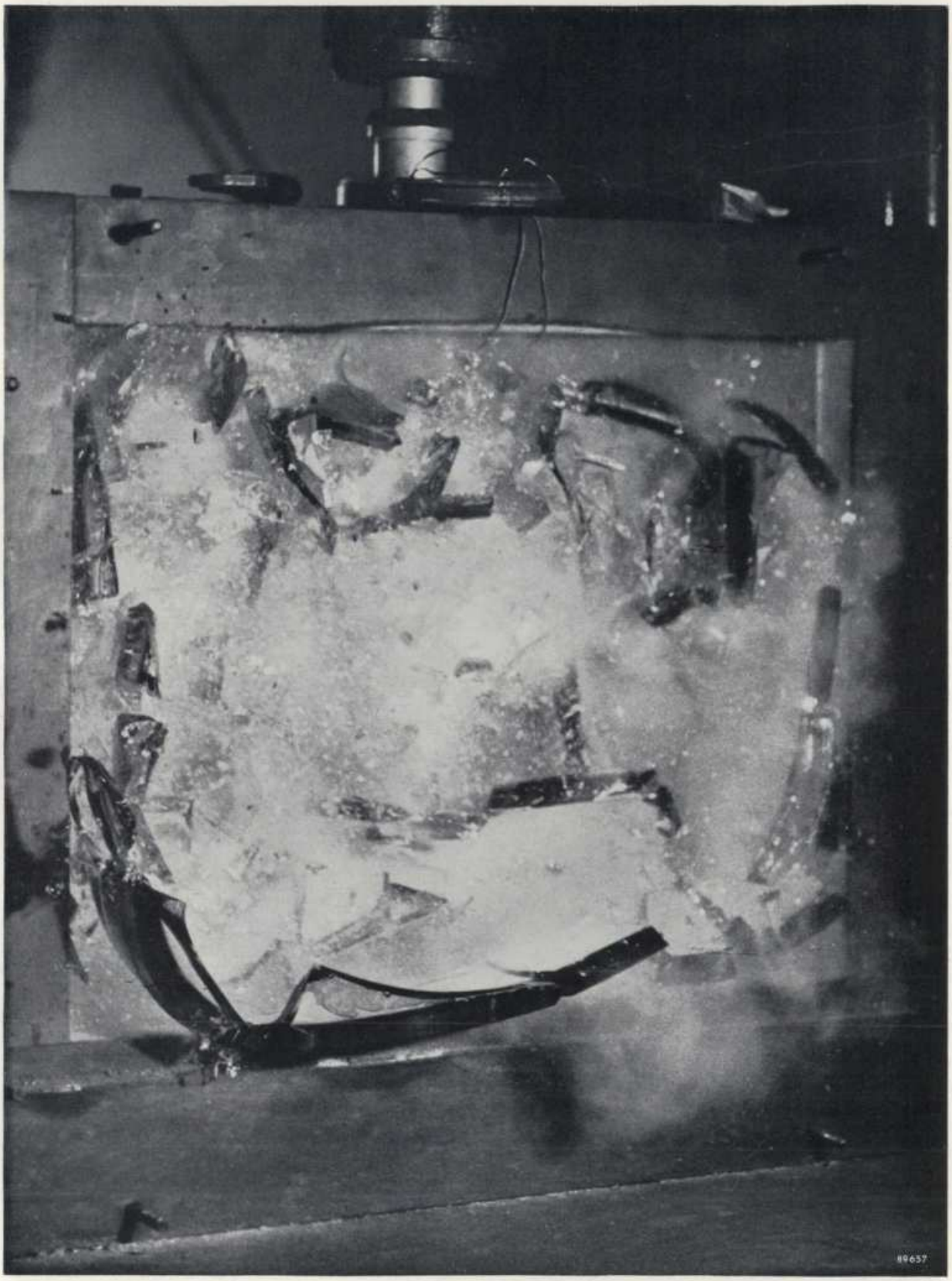
De implosie werd teweeggebracht door een staalblok te laten vallen op de rand van de buis. Bij het barsten van de buis wordt een op het glas aangebrachte geleidende grafietstreep verbroken, waardoor een elektronische flitslamp (type Mullard LSD2) met een zeer kleine instelbare vertraging wordt ontstoken. Hoewel de drie foto's niet bij implosie van een zelfde buis zijn genomen, geven zij toch een globaal beeld van drie fazen in een





Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



implosie:
1) Beginstadium, onmiddellijk na de klap.
2) Vertraging 10 msec; het scherm is verbrijzeld.
3) Vertraging 100 msec; de buis vliegt in stukken.

Voor deze laatste opname was de gebruikelijke implosiebescherming (een vóór de buis aangebrachte plaat van glas of van polymethylmethacrylaat) verwijderd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2345: H. Zijl: Computed coefficients of utilization (Compte rendu Comm. intern. de l'éclairage, Zürich 1955, I).

De door Harrison en Anderson omstreeks 1920 aangegeven methode om door middel van grafieken en formules het rendement van verlichtingsinstallaties in een vertrek te bepalen, werd reeds vroeger door de auteur uitgebreid voor de toepassing op moderner installaties (zie Philips techn. T. **7**, 97-103, 1942). In het onderhavige artikel heeft hij de methode nog verder uitgewerkt, zodat men er niet alleen het verlichtingsrendement mee kan bepalen, maar ook de verhouding van de hoeveelheden licht die rechtstreeks, dan wel via reflecties op het werkvlak vallen. Dit maakt het mogelijk om installaties die hetzelfde rendement opleveren, nog te onderscheiden wat betreft de kwaliteit van de verlichting. Er worden ook gegevens verstrekt voor minder gebruikelijke opstellingen van de lichtbronnen.

2346: J. B. de Boer en J. F. T. van Heemskerck Veeckens: Observations on discomfort glaze in street-lighting; influence of the colour of the light (Compte rendu Comm. intern. de l'éclairage, Zürich 1955, I).

Onderzoekingen met behulp van een laboratoriummodel over de invloed van de kleur op verblinding door straatverlichting. De proefpersonen toonden een duidelijke voorkeur voor „warme" kleuren. De bovengrens voor de luminantie der armaturen welke nog acceptabel werd bevonden, bleek ongeveer evenredig te zijn met het kwadraat van de luminantie van de weg. De afwijking der resultaten van die welke door andere onderzoekers werden verkregen, kunnen gedeeltelijk worden verklaard door verschillen in meettechniek.

2347: H. Bremmer: Diffraction problems of microwave optics (I.R.E. Trans. **AP-3**, 222-228, 1955, no. 4).

Overzicht van methodes in gebruik bij de theoretische behandeling van de buiging van elektromagnetische golven korter dan ongeveer 10 m.

2348: A. A. Kruithof: Chromatic adaptation with near white backgrounds (Die Farbe **4**, 147-158, 1955, no. 4-5).

Herhaling, onder verbeterde omstandigheden, van experimenten over chromatische aanpassing van het oog, die door de auteur vroeger in samenwerking met P. J. Bouma zijn uitgevoerd (zie Philips techn. T. **9**, 2-7, 1947).

2349: J. L. Meijering, G. W. Rathenau, M. G. van der Steeg en P. B. Braun: A miscibility gap in the face-centred cubic phase of the copper-nickel-chromium system (J. Inst. Met. **84**, 118-120, 1956, no. 5).

Het system Cu-Ni-Cr werd, in het bijzonder bij 930 °C, onderzocht volgens metallografische methodes en tevens door middel van röntgendiffractie. Naast een kubisch ruimtelijk gecentreerde faze blijken twee kubisch vlakkengecentreerde fazen op te treden, niettegenstaande de volledige mengbaarheid van koper-nikkellegeringen.

2350: Ch. Meyer: Gasentladungslampen und ihre physikalischen Probleme (Phys. Blätt. **12**, 19-28 en 62-73, 1956, no. 1 en 2).

Na een kort historisch overzicht worden eerst de fluorescentielampen besproken; problemen betreffende het lichtrendement, de omzetting van de onzichtbare ultraviolette straling in zichtbare straling, kleur en kleurweergave, en ten slotte de ontsteking en de stabilisatie, worden behandeld. Vervolgens komen enkele punten aan de orde, welke van belang zijn bij natriumlampen, zoals de hoge werktemperatuur, de eigenschappen van de ontladingsbuis, de verdeling van het natrium en de voordelen van een monochromatische lichtbron. Bij de dan volgende bespreking van hogedruk- en superhogedrukkwiklampen worden het lichtrendement, de kleur, de stabilisatie, en bovendien de temperatuur, de druk en de elektrische belasting onderzocht. Daarna wordt ingegaan op de hogedruk-xenonlampen, die het voordeel hebben van een spectrale energieverdeling die in hoge mate overeenkomt met die van het daglicht, maar het nadeel van een hoge vuldruk (nl. 10 atm en hoger) en daardoor van een hoge ontsteekspanning, en ten slotte op de gasontladings-flitslampen. Ook wordt nog melding gemaakt van de lampen van verschillende monochromatische stralingen. Het artikel eindigt met een tabel der spectrale lichtverdelingen van enkele gasontladingslampen vergeleken met die van daglicht en van gloeilampenlicht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2351: O. W. Memelink: The distribution of impurity in a semi-infinite solidified melt (Proc. Phys. Soc. **B 69**, 119-120, no. 1).

Korte mededeling over een theoretisch onderzoek waarover inmiddels een uitvoeriger artikel is verschenen in Philips Research Reports (zie no. **R 294** van deze overzichten).

2352: J. E. Rombouts en J. Links: The chemical nature of the antibacterial substance present in Aucuba japonica Thunbg. (Experientia **12**, 78-80, 1956, no. 2).

De auteurs hebben uit het zaad van Aucuba japonica een glycoside geïsoleerd dat bij hydrolyse een antibiotisch werkzaam aglucon afsplitst. Dit glycoside werd geïdentificeerd met aucubine. Het aglucon is een furaanverbinding. Uit de bladeren van Aucuba kon ook een enzym worden geïsoleerd dat in staat is uit het aucubine het antibiotisch actieve aglucon (aucubigenine) te vormen. Het werkingsspectrum van dit antibioticum wordt beschreven. De auteurs concluderen dat het in de literatuur beschreven anti-bacteriële effect van extracten van Aucuba het gevolg is van het bij de bewerking gevormde aucubigenine.

2353: H. J. G. Meyer: Interaction of excitons with lattice vibrations in polar crystals (Physica **22**, 109-120, 1956, no. 2).

Binnen het kader van de effectieve-massabenadering wordt een theoretische beschrijving gegeven van langzame excitonen die in wisselwerking staan met de longitudinale optische roostertrillingen. De theorie is in vele opzichten analoog met de theorie der polaronen. Interessante verschillen met de polarontheorie worden veroorzaakt door het feit dat het exciton nog een interne vrijheidsgraad heeft. De invloed van de roostertrillingen op optische excitonovergangen wordt onderzocht met behulp van de bovengenoemde theorie.

2354: G. D. Rieck: Fragmentation in tungsten crystals (Acta metallurg. **4**, 47-51, 1956, no. 1).

Röntgenonderzoek van uit eenkristallen bestaande wolfraamdraden. Door terugstraalopnamen te maken met een zeer fijne röntgenbundel bleek dat bij deze kristallen een bijzondere fragmentatie (opbreken van een kristal in gedeelten die ten opzichte van elkaar geringe verschillen in oriëntatie vertonen) optrad. Na koudvervormen door de draden te buigen, was de fragmentatie nog duidelijker. Zij trad voornamelijk op in de vezelrichting van de draden. De hoekverschillen tussen de fragmenten bedroegen 1′-10′ en de afmetingen waren ca. 10 μ. Daar bij het trekken der draden de meeste vreemde insluitsels in de richting van de draad worden uitgerekt, is het ook aannemelijk dat de kristallen bij voorkeur zullen bezwijken langs kristalvlakken evenwijdig aan de as van de draad.

2355: W. K. Westmijze: The fundamentals of magnetic recording (T. Ned. Radiogenootschap **21**, 1-15, 1956, no. 1).

Korte beschrijving van magnetische geluidsregistratie in het algemeen, waarbij op enkele punten wat dieper wordt ingegaan. De functie van een hoogfrequent magnetisch bijveld wordt toegelicht met behulp van een geïdealiseerde hysteresislus. Hiermee kan men allerlei bijzonderheden van het registratie- en van het wisproces verklaren. Het geregistreerde signaal wordt verzwakt door het demagnetiserende veld en bovendien wordt bij het weergeven niet de gehele door de gemagnetiseerde band geleverde flux nuttig gebruikt. Deze verschijnselen en hun afhankelijkheid van de golflengte worden besproken. Ten slotte worden de factoren die invloed hebben op de vervorming, de frequentiekarakteristiek, de ruis en het echo-effect (print effect) aan een nader onderzoek onderworpen. (Zie ook Philips techn. T. **14**, 269-281, 1952.)

R 292: S. Landsberg: A general purpose drift-free D.C. amplifier (Philips Res. Rep. **11**, 161-171, 1956, no. 3).

Beschrijving van een methode ter vermindering van de drift van gelijkspanningsversterkers, welke methode het voordeel heeft dat het netwerk dat de versterking stabiliseert, geen invloed uitoefent op karakteristieke eigenschappen van de versterker, zoals de ingangsweerstand en de vorm van de frequentiekarakteristiek. Een fractie $1/A$ van de uitgangsspanning (A is de spanningsversterking) wordt vergeleken met de ingangsspanning door middel van een trilleromzetter. Deze zet een eventueel spanningsverschil om in een wisselspanning, welke via een wisselspanningsversterker en een gelijkrichter wordt toegevoerd aan de gelijkspanningsversterker, waarvan zij de versterking zo beïnvloedt dat de verschilspanning wordt verkleind. Volgens dit principe is een experimentele versterker geconstrueerd met de volgende eigenschappen: versterking 8000×; vlakke karakteristiek in een frequentiegebied van 0 tot 300 kHz; ingangsweerstand voor gelijkstroom ca. 100 MΩ; stabiliteit, betrokken op de ingangsklemmen, van de orde van 10 μV over een tijd van meer dan vijf uur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 293: K. F. Niessen: Spontaneous magnetization and magnetic susceptibilities of an antiferromagnetic with foreign ions in only one sublattice (Philips Res. Rep. **11**, 172-182, 1956, no. 3).

Theoretische studie over een antiferromagneticum waarin, naar wordt verondersteld, in een der deelroosters een betrekkelijk geringe fractie der oorspronkelijke ionen (*A*-ionen) is vervangen door andere (*B*-ionen) met een ander magnetisch moment. De magnetisatie is dan niet langer nul. Onderzocht wordt hoe deze afhangt van de temperatuur, en ook hoe de susceptibiliteiten, gemeten evenwijdig aan en loodrecht op een magnetiserend veld, veranderen als gevolg van de bovengenoemde substitutie.

R 294: O. W. Memelink: The distribution of impurity in a semi-infinite solidified melt (Philips Res. Rep. **11**, 183-189, 1956, no. 3).

Een theoretische studie op het gebied van halfgeleiders, nl. de berekening van de concentratie van een verontreiniging in de vaste en in de vloeibare faze als functie van tijd en plaats, bij een uit de smelt getrokken kristal. Als begintoestand wordt een homogene concentratie van de verontreiniging in het gesmolten materiaal aangenomen. Op zeker tijdstip wordt een kristal (entkristal), met het vloeistofoppervlak in contact gebracht, waarna dit kristal met constante snelheid aangroeit. Het grensvlak vast-vloeibaar wordt oneindig groot gedacht, zodat een eendimensioneel probleem ontstaat. Verder worden nog de volgende onderstellingen gemaakt: de verhouding der concentraties van de verontreiniging aan weerszijden van het grensvlak is een constante, de zg. segregatieconstante k; het transport van de verontreiniging in de vloeibare faze wordt beheerst door zuivere diffusie (geen convectie); de vloeibare faze strekt zich vanaf het grensvlak tot in het oneindige uit. De oplossing van het probleem is in een grafiek vastgelegd voor verschillende waarden van k.

R 295: F. K. Lotgering: On the ferrimagnetism of some sulphides and oxides (Philips Res. Rep. **11**, 190-249, 1956, no. 3).

In deze dissertatie (Utrecht; tweede deel in **R 297**) wordt het ferrimagnetische gedrag van een aantal sulfides bestudeerd. Uit experimenten is gebleken dat ijzersulfides met samenstellingen tussen FeS en Fe_7S_8 (alle met de kristalstructuur van nikkelarsenide) antiferromagnetisme vertonen bij een laag, en ferrimagnetisme bij een hoog zwavelgehalte. Dit wordt verklaard, uitgaande van een eenvoudige theorie voor orde-wanordeverschijnselen. Ook aan andere sulfides, $MnCr_2S_4$, $FeCrS_4$, $CoCr_2S_4$ en $ZnCr_2S_4$ (alle met de kristalstructuur van spinel) werden magnetische metingen verricht. De eigenschappen dezer sulfides benevens die der verwante oxydes $MnCr_2O_4$, $FeCr_2O_4$, $CoCr_2O_4$, $NiCr_2O_4$ en $ZnCr_2O_4$ — welke gedeeltelijk aan de literatuur werden ontleend en gedeeltelijk door de auteur zelf werden bepaald — worden besproken aan de hand van de theorie van Yafet en Kittel voor het ferrimagnetisme. Deze theorie wordt uitgebreid en verder uitgewerkt voor een normaal spinel AB_2X_4 met één soort ionen op de *A*-plaatsen en eveneens één (maar wel een ander) soort ionen op de *B*-plaatsen. Ook de magnetische eigenschappen van $MnCo_2O_4$, $NiCo_2O_4$, Co_3O_4, $ZnCo_2O_4$, Co_3S_4 en $NiCo_2S_4$ werden experimenteel onderzocht en in verband gebracht met het karakter van de chemische binding.

R 296: J. Bloem: Controlled conductivity in lead sulphide single crystals (Philips Res. Rep. **11**, 273-336, 1956, no. 4).

Deze dissertatie (Utrecht) bevat een onderzoek naar het geleidingsvermogen van loodsulfide. Eenkristallen van deze stof werden verhit in bepaalde, goed gedefinieerde zwavelatmosferen, om aldus kleine afwijkingen van de stoechiometrische samenstelling te voorschijn te roepen. Uit metingen bleek dat, na afschrikken tot kamertemperatuur, de kristallen van type *n* zijn (geleiding door elektronen als gevolg van een overmaat Pb) of van type *p* (geleiding door gaten als gevolg van een overmaat S), al naar de verhitting onder zwaveldamp van lage of van hoge druk plaatsvond. Bij kristallen voorzien van geringe concentraties Bi of Ag treedt een gebied van zwaveldrukken op waarin de gemeten elektronen- of gatenconcentratie gelijk is aan die van de toegevoegde vreemde ionen (gebied van geleide valentie); dit gebied is breder naarmate de stooktemperatuur lager is. Het bleek mogelijk de experimentele resultaten kwantitatief te verklaren met behulp van de theorie omtrent roosterfouten van Schottky en Wagner, zoals deze door Kröger, Vink en Van den Boomgaard is uitgebreid. Enig inzicht in de eigenschappen van de onderzochte stof werd zo verkregen; een inzicht dat in principe ook van waarde is voor andere halfgeleidende verbindingen.

R 297: F. K. Lotgering: On the ferrimagnetism of some sulphides and oxides (Philips Res. Rep. **11**, 337-350, 1956, no. 4).

Zie **R 295.**

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!